

- Note CEA-N-2614 -

Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay
Institut de Recherche Fondamentale
Département de Physique des Particules Élémentaires
Service d'Expérimentation Physique

**ETUDE DE LA RÉOLUTION EN ÉNERGIE DES HADRONS DANS UN
CALORIMETRE A ARGON LIQUIDE POUR L'EXPÉRIENCE H1
ET ÉTUDE DE LA DÉTECTION DE PARTICULES
SUPERSYMMÉTRIQUES A HÉRA**

par

Marc BESANCON

- Août 1989 -

CLASSIFICATION DES RAPPORTS, NOTES ET BIBLIOGRAPHIES CEA

(Classification du système international de documentation nucléaire INIS
de l'Agence Internationale de l'Energie Atomique)

A 11	Physique théorique générale et physique mathématique	C 50	Santé, radioprotection et environnement
A 12	Physique atomique et physique moléculaire	C 60	Radiologie et médecine nucléaire
A 13	Physique de l'état solide et physique des fluides		
A 14	Physique des plasmas et réactions thermonucléaires	D 10	Isotopes et sources de rayonnements
A 15	Astrophysique et cosmologie, rayonnement cosmique	D 20	Applications des isotopes et des rayonnements
A 16	Conversion directe d'énergie		
A 17	Physique des basses températures et cryogénie	E 11	Thermodynamique et écoulement des fluides
A 20	Physique des hautes énergies	E 13	Structures mécaniques et équipements
A 30	Physique neutronique et physique nucléaire	E 14	Explosions nucléaires
		E 15	Manutention des matériaux radioactifs
B 11	Analyse chimique et isotopique	E 16	Accélérateurs
B 12	Chimie minérale, chimie organique et chimie-physique	E 17	Essais des matériaux
B 13	Radiochimie et chimie nucléaire	E 20	Réacteurs à fission (généralités)
B 14	Chimie des rayonnements	E 30	Types spécifiques de réacteurs à fission et centrales associées
B 16	Combustibles nucléaires	E 40	Instrumentation
B 22	Métaux et alliages	E 50	Gestion des déchets
B 23	Céramiques et cermets		
B 24	Autres matériaux	F 10	Sociologie et sciences économiques
B 30	Sciences de la terre	F 20	Droit
C 10	Tous les effets et aspects variés de l'irradiation externe en biologie	F 30	Documentation nucléaire
C 20	Effets et cinétique des radioisotopes	F 40	Garanties nucléaires et contrôle de vérification
C 40	Sciences de la vie appliquées	F 50	Méthodes mathématiques et codes pour ordinateur
		F 60	Divers

Note CEA-N-2614

Cote-matière de cette note : A20

MOTS CLEFS (extraits du thesaurus INIS)

en français

CALORIMETRE
ARGON LIQUIDE
GERBES HADRONIQUES
PONDERATION
RESOLUTION
SUPERSYMETRIE
SELECTRON ET SQUARK

en anglais

CALORIMETER
LIQUID ARGON
HADRONIC SHOWERS
PONDERATION
RESOLUTION
SUPERSYMMETRY
SELECTRON AND SQUARK

NOTE CEA-N- 2614 - Marc BESANÇON

ETUDE DE LA RESOLUTION EN ENERGIE DES HADRONS DANS UN CALORIMETRE A ARGON LIQUIDE POUR L'EXPERIENCE H1 ET ETUDE DE LA DETECTION DE PARTICULES SUPERSYMETRIQUES A HERA.

Sommaire - Des tests de calorimètres à Argon liquide ont été réalisés au CERN en 1986 et 1987 afin d'étudier les propriétés du calorimètre du futur détecteur H1 installé auprès du collisionneur HERA. Dans la partie de ce travail, à partir de l'analyse des données, plusieurs méthodes de pondération de la charge mesurée pour les gerbes hadroniques sont proposées et discutées. Ces méthodes de pondération permettent de corriger la non compensation des calorimètres à Argon liquide et ainsi d'optimiser la résolution en énergie des hadrons. Le problème de l'identification des électrons et des pions est également abordé. Dans la seconde partie, la production de sélection et de squark est envisagée lors des collisions électrons protons de HERA. L'extraction du signal du bruit de fond standard est étudié à l'aide d'une simulation des processus supersymétriques et des processus de diffusions profondément inélastiques ainsi que d'une simulation grossière du détecteur H1.

1989

353 p.

Commissariat à l'Energie Atomique - France.

NOTE CEA-N- 2614 - Marc BESANÇON

STUDY OF HADRONS ENERGY RESOLUTION IN A LIQUID ARGON CALORIMETER FOR THE H1 EXPERIMENT AND STUDY OF SUPERSYMMETRIC PARTICLES DETECTION AT HERA.

Summary - Tests of liquid Argon calorimeters have been carried out at CERN in 1986 and 1987 in order to study the properties of the forthcoming H1 detector calorimeter installed at the HERA collider. In the first part of this work, from data analysis, several weighting methods of the measured charge for hadronic showers are proposed and discussed. These weighting methods allow to correct the non compensation of liquid Argon calorimeters and so to optimize the hadrons energy resolution. The problem of electrons and pions identification is also met. In the second part, selectron and squark production is considered in the electrons protons collisions of HERA. Signal extraction from standard background is studied with the help of a simulation of supersymmetric and deep inelastic scattering processes as well as a rough simulation of the H1 detector.

1989

353 p.

Commissariat à l'Energie Atomique - France

THESE

présentée

A L'UNIVERSITE DE PARIS-SUD

CENTRE D'ORSAY

pour obtenir

LE TITRE DE DOCTEUR EN SCIENCES PHYSIQUES

par

Marc BESANÇON

ETUDE DE LA RESOLUTION EN ENERGIE DES HADRONS DANS UN
CALORIMETRE A ARGON LIQUIDE POUR L'EXPERIENCE H1 ET ETUDE
DE LA DETECTION DE PARTICULES SUPERSYMETRIQUES A HERA

Soutenue le 29 mars 1989 devant la commission d'examen

MM.	Daniel	FOURNIER	Président
	Marcel	BANNER	
	Jean - Claude	BIZOT	
	Roby	PESCHANSKI	
	Joël	FELTESSE	

- Note CEA-N-2614 -

Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay
Institut de Recherche Fondamentale
Département de Physique des Particules Élémentaires
Service d'Expérimentation Physique

ETUDE DE LA RÉOLUTION EN ÉNERGIE DES HADRONS DANS UN
CALORIMÈTRE À ARGON LIQUIDE POUR L'EXPÉRIENCE H1
ET ÉTUDE DE LA DÉTECTION DE PARTICULES
SUPERSYMETRIQUES À HERA

par

Marc BESANÇON

REMERCIEMENTS

Je remercie René Turlay de m'avoir accueilli au département de physique des particules élémentaires du CEN Saclay, où cette thèse a été effectuée.

Je tiens à remercier tous les physiciens du département impliqués dans l'expérience H1 pour l'aide qu'ils n'ont jamais manquée d'apporter dès qu'elle était sollicitée.

J'adresse en particulier toute ma reconnaissance à Joel Feltesse mon directeur de thèse pour l'attention constante accordée à ce travail, pour ses conseils judicieux et pour sa lecture consciencieuse du manuscrit.

Toute ma gratitude va également vers Patrice Verrecchia dont j'ai pu apprécier les compétences notamment dans le domaine de l'informatique.

Je tiens à exprimer ma profonde reconnaissance à H.K. Nguyen du LPNHE de l'université de Paris VII pour son aide chaleureuse lors des périodes troubles de l'analyse des données de test et pour son enthousiasme communicatif.

Je remercie tout particulièrement Daniel Fournier d'avoir accepté la présidence de mon jury de thèse.

Je remercie également Roby Peschanski pour ses remarques et ses suggestions enrichissantes sur les parties théoriques de ce travail. Je lui adresse toute ma gratitude pour avoir accepté de faire partie du jury de cette thèse expérimentale, encourageant ainsi une collaboration souhaitée encore plus étroite entre théoriciens et expérimentateurs dans le domaine de la physique des hautes énergies.

Mes remerciements vont aussi à Marcel Banner qui m'a accordé un peu de son temps pour faire partie du jury de thèse.

Je tiens à remercier Jean Claude Bizot pour avoir accepté d'être à la fois membre de mon jury et rapporteur de cette thèse.

Je souhaite exprimer ma profonde gratitude à Georges Cozzika pour avoir lui aussi accepté d'être rapporteur de cette thèse et pour ses conseils et éclaircissements lors de la rédaction du manuscrit.

Ce travail n'aurait pas pu voir le jour sans l'aide de Mme Boutron et Mme Dosbioz qui ont assuré avec patience la frappe du manuscrit. Je tiens tout particulièrement à les en remercier.

Je souhaite également remercier chaleureusement Henri de Lignières, Mme Breich et Mme Bertevas ainsi que Mme Dosbioz pour avoir assuré avec bonne humeur la réalisation des schémas et d'une grande partie des figures. Le tirage de cette thèse n'aurait pas été possible sans le travail de Mme Goutard et je lui adresse ici mes remerciements.

A mes parents
A Lola

"...

Ob mir durch Geistes Kraft und Mund
Nicht manch Geheimnis wurde kund,
Daß ich nicht mehr mit Sauern Schweiß
Zu sagen brauche, was ich nicht weiß,
Daß ich erkenne, was die Welt
Im Innersten zusammen halt,
Schau alle Wirkenskraft und Samen
Und tu nicht mehr in Worten kramen.

..."

"...

Oh! Si la force de l'esprit et de la parole me dévoilait les secrets
que j'ignore, et si je n'étais plus obligé de dire péniblement ce que
je ne sais pas; si enfin je pouvais connaître tout ce que le monde cache
en lui même, et, sans m'attacher davantage à des mots inutiles, voir
ce que la nature contient de secrète énergie et de semences éternelles

..."

Faust

Johann Wolfgang Goethe

TABLE DES MATIERES

I- Introduction générale	2
II- La supersymétrie et la supergravité	4
1 - Introduction	4
a) Préambule	4
2 - Le modèle standard	7
a) Le groupe de Poincaré	8
b) Le modèle standard	8
c) La grande unification	10
3 - Les faiblesses du modèle standard	12
4 - La supersymétrie	17
a) L'algèbre de supersymétrie	17
b) Représentation de l'algèbre de supersymétrie sur des champs	18
c) Les lagrangiens de Wess et Zumino	20
d) La généralisation aux théories de Yang et Mills	22
e) Les brisures de supersymétrie	25
5 - La Supergravité	27
a) L'algèbre de supersymétrie locale	27
b) Couplage de la matière à la supergravité $N = 1$.	30
c) L'effet Super Higgs	32
d) Une généralisation aux théories de Yang et Mills	34
e) Modèles de supergravité basse énergie	35
III- HERA et H1	40
1 - Le collisionneur HERA	40
a) Introduction	40
2 - La physique à HERA	44
a) La physique standard	47
b) La physique non standard	56
c) Contrainte sur les détecteurs	64
3 - Le détecteur H1	67
a) Le détecteur central	69
b) Le calorimètre de H1.	69
c) La bobine supraconductrice	78
d) Le fer instrumenté	79
IV- La calorimétrie	80
1 - introduction	80
2 - Généralités	80
3 - La gerbe électromagnétique	82
a) Les mécanismes de pertes d'énergie pour les gerbes électromagnétiques	82
b) Le développement latéral de la gerbe électromagnétique.	85
c) La résolution en énergie pour une gerbe électromagnétique.	86
4 - La gerbe hadronique.	89
a) Généralités	89
b) Développement longitudinal et latéral	90
c) Le rapport e/h intrinsèque (e/h^{int})	91

d) Le rapport e/h	92
e) Les réponses aux composantes de la gerbes.	94
f) Réponse de la composante électromagnétique	95
g) La partie purement hadronique de la gerbe hadronique	96
h) Conséquences sur l'argon liquide	103
i) La résolution en énergie des calorimètres hadroniques	104
j) La résolution en énergie pour les calorimètres à Argon Liquide	108
5 - La chambre d'ionisation à argon liquide	109
a) L'argon liquide	109
b) La collecte de la charge	110
V- Les appareillages des tests du CERN	117
1 - Introduction	117
2 - Les calorimètres de test	120
a) Le calorimètre électromagnétique version A	120
b) Le calorimètre électromagnétiques version B	121
c) Le calorimètre hadronique version A	122
d) Le calorimètre hadronique version B	123
e) Le tail catcher version A	125
f) Tail catcher version B.	126
3 - Cryostat et cryogénie.	132
4 - L'électronique de la calorimétrie.	132
5 - Le dispositif expérimental.	135
a) La matière sur la ligne du faisceau.	135
b) Les compteurs à scintillations	135
c) Les chambres	136
d) Les cedars	136
6 - Le déclenchement de l'appareillage	136
7 - L'acquisition des données.	137
8 - Le faisceau.	138
VI- Les résultats	140
1 - Introduction	140
2 - L'électronique	141
a) Les piédestaux et le bruit électronique	141
b) Les pentes	142
c) Les voies mortes	143
3 - La contamination en O_2	146
4 - Les résultats pour les électrons incidents	147
a) la sélection des électrons	148
b) La linéarité du signal dû aux électrons	152
c) La résolution en énergie des électrons	153
d) La diaphonie capacitive négative	158
5 - Les résultats pour les pions incidents	166
a) Le calorimètre hadronique version A	166
b) La pondération de l'énergie	172
c) Le calorimètre hadronique version B	197
d) La pondération exponentielle	210
e) Discussion	217

f) Conclusion sur la pondération	220
6 - La séparation e/π	222
a) Introduction	222
b) Le calorimètre et la sélection e des particules	222
c) Les méthodes de séparation e/π	224
d) Les paramétrisations	232
e) Conclusion	235
VII- Le signal supersymétrique à HERA	237
1 - Introduction	237
2 - Les processus possibles	237
3 - Les processus les plus favorisés	245
a) Production directe de sélectrons et squarks	245
b) Désintégration des sleptons et squarks	250
c) Les signatures et le bruit de fond	251
d) Extraction du signal supersymétrique	254
e) Conclusion	280

CONCLUSIONS

VIII- Appendice du chapitre I	283
a) Algèbre de Lie étendue et identité de Jacobi	283
1 - Représentation de l'algèbre sur des états	283
2 - Représentation de l'algèbre de supersymétrie sur des champs.	285
a) Multiplet général	288
b) Les lois de transformation par supersymétrie pour ce multiplet	288
3 - Manipulation des multiplets	288
a) Règle de calcul sur les multiplets (Sohnius ref. 8 et ref. 9 et	288
4 - le lagrangien de Wess Zumino	291
5 - Le modèle de super QED de wess et zumino	293
6 - Exemple de brisure de supersymétrie	294
IX- Appendice du chapitre III	297
1 - Expression de T	297
X- Appendice du chapitre V	299
1 - Calorimètre hadronique version A	299
a) Coefficients de calibration	299
b) Coefficients de pondération	299
2 - Calorimètre hadronique version B	299
a) Coefficients de calibration	299
b) Coefficients de pondération du calorimètre hadronique version B	303
3 - La pondération exponentielle	310
4 - La séparation e/π	313

XI- Appendice du chapitre VI	320
1 - Règles de feynman	320
2 - Le lagrangien et le mélange de jauginos	323
a) Les hypothèses simplificatrices	325
b) Les sections efficaces	327
c) Les masses des sleptons et squarks	329
XII- Les Références	333

I- Introduction générale

Le futur détecteur H1 est destiné à mesurer les particules issues des interactions entre des électrons de 30 Gev et des protons de 820 Gev produites par le collisionneur HERA construit au Deutsches Elektronen Synchrotron (DESY) à Hambourg.

La caractéristique principale du détecteur H1 provient de son calorimètre à argon liquide lequel, comme tout calorimètre moderne, permet la mesure de l'énergie des particules par l'intermédiaire des gerbes de particules secondaires qu'elles provoquent dans son matériel absorbeur avant d'être complètement absorbées dans son volume.

Les particules chargées de la gerbe ionisent l'argon liquide entre deux plaques d'absorbeurs en produisant des charges d'ionisation en quantité proportionnelle à l'énergie de ces particules et donc de la particule incidente. La mesure de la charge induite par l'ionisation permet alors la mesure de l'énergie de la particule incidente.

Cette thèse de doctorat a premièrement pour but d'étudier les méthodes d'optimisation dans le calcul de l'énergie des particules absorbées par un calorimètre à argon liquide en utilisant l'information sur la charge collectée. En particulier, ces méthodes qui reçoivent le nom de méthodes de pondération de l'énergie, doivent permettre d'améliorer la compensation d'un calorimètre à argon liquide et ainsi d'optimiser la résolution en énergie hadronique.

Cette étude repose sur l'analyse des tests de prototypes de calorimètres à argon liquide réalisés au C.E.R.N en 1986 et 1987.

Le nouveau domaine en énergie accessible par Héra et les performances attendues du détecteur H1 laissent envisager la possibilité de réaliser une physique très riche qui s'inscrit autant dans la continuité des recherches sur le modèle standard actuel des particules et des interactions que dans les perspectives complètement exploratoires d'un nouveau domaine de la physique des hautes énergies, la physique dite exotique.

Le second volet de cette thèse est consacré à l'étude d'un point particulier de cette physique exotique qui sera la supersymétrie. La définition des possibilités et des conditions de la détectabilité de particules supersymétriques à Héra et en particulier la mise au point de critères permettant l'extraction du signal supersymétrique accessible du bruit de fond standard sont étudiés dans une première approche naïve.

Le présent travail se divise en six chapitres.

Le premier chapitre est un chapitre théorique général qui, après avoir rappelé les caractéristiques principales du modèle standard, expose ses faiblesses ce qui permet d'introduire les concepts et le formalisme de base de la supersymétrie et de la supergravité. Ces théories, bien que souvent difficiles à manier en raison de la lourdeur de leur formalisme, représentent des solutions extrêmement solides (supersymétrie) et séduisantes (inclusion de la gravitation dans les théories de supergravité) à certains problèmes du modèle standard et sont des ingrédients nécessaires où des conséquences de théories plus unifiantes. Elles permettent de développer des prédictions et

une phénoménologie qui intéressent l'expérimentateur travaillant sur les machines nouvelles comme Héra. Ce chapitre définit donc le cadre théorique de la recherche de la supersymétrie à Héra.

La première partie du second chapitre est consacrée à une brève description du collisionneur Héra et de la physique abordable à Héra, tandis que la seconde partie de ce chapitre sera, elle, consacrée à une description concise du détecteur H1.

Le troisième chapitre a pour but de décrire le développement des gerbes électromagnétiques et hadroniques dans un calorimètre, permettant ainsi d'introduire la notion de compensation d'un calorimètre et de comprendre pourquoi un calorimètre à argon liquide est un calorimètre non compensateur. La description d'une chambre d'ionisation à argon liquide et en particulier les points concernant la collecte de la charge sont abordés à la fin de ce chapitre.

Ces trois premiers chapitres sont des chapitres de bibliographie qui exposent le cadre théorique pour la supersymétrie et la supergravité (pour le premier chapitre) et le cadre théorique général pour le développement des gerbes électromagnétiques et hadroniques (pour le troisième chapitre). Le second chapitre présente rapidement le cadre général de HERA et du détecteur H1.

Le quatrième chapitre est consacré à la description des prototypes de calorimètres, et de l'environnement expérimental nécessaire aux tests réalisés au C.E.R.N en 1986 et 1987.

Les résultats de l'analyse des données prises lors de ces tests sont exposés dans le cinquième chapitre. Les questions concernant la résolution de l'énergie électromagnétique et de l'énergie hadronique sont développées et les méthodes de pondération de l'énergie déposée par les hadrons sont discutées. D'autre part, une méthode permettant de discriminer les électrons des pions dans un calorimètre à bonne granularité est développée à la fin de ce chapitre.

Finalement, le dernier chapitre est consacré à l'étude de la détectabilité de particules supersymétriques à Héra. Cette étude est basée sur une simulation Monte Carlo des réactions et du détecteur et doit permettre d'aboutir à la définition de critères permettant d'extraire le signal supersymétrique du bruit de fond standard. Ces deux derniers chapitres rendant compte respectivement de l'analyse des données de tests et de l'étude Monte Carlo sur les processus supersymétriques sont les contributions personnelles contenues dans cette thèse.

II- La supersymétrie et la supergravité

1 - Introduction

a) Préambule

Souvent les réflexions, les raisonnements et les constructions théoriques s'inscrivent dans des schémas de pensée ou dans des philosophies plus ou moins bien délimitées. Admettons ainsi l'introduction d'une part importante de subjectivité dans notre pensée rationnelle.

Un libre penseur, une libre pensée créant par définition son propre cadre posent alors les jalons d'un nouveau regard plus riche que le précédent.

Parfois il arrive qu'une idée surgisse en opposition à un cadre devenu trop restrictif.

La science bien évidemment n'échappe pas à ce phénomène et ceci malgré tous les soucis d'objectivisme et de rigueur qu'on peut lui concéder. D'ailleurs, l'objectivisme comme démarche n'est-elle qu'une illusion et ne vaudrait-il pas mieux parler d'un subjectivisme sans cesse remodelé par la nature ?

Si les conclusions ultimes d'une théorie peuvent amener à modifier le cadre initial - on pense en particulier aux conclusions de la mécanique quantique dont certains résultats sont en opposition avec la notion de déterminisme - on s'aperçoit qu'il est possible que la science elle-même joue ce rôle de mécanisme novateur.

Pour aller plus loin dans cet exemple, certains se sont même laissés aller à une interprétation intéressante du principe de complémentarité exprimé par les relations d'incertitudes de Heisenberg. Pour le mathématicien R. Thom en effet, "le vrai principe de complémentarité, qui domine notre activité intellectuelle s'énonce: tout ce qui est rigoureux est insignifiant (...) en refusant le formalisme pur, en exigeant l'intelligible, le futur esprit scientifique va courir, de gaieté de coeur, le risque de l'erreur".

L'interprétation est osée, d'ailleurs les implications des idées de la mécanique quantique inspirent toujours des débats très controversés.

On pourrait certes objecter à tout ceci la réflexion de Kuhn pour qui par définition la science progresse alors que l'art ou la philosophie ne progresse pas nécessairement - en restant prudent sur le sens que l'on donne au verbe progresser - et conclure que le progrès scientifique s'il est inévitable n'est le plus souvent qu'illusion contrairement à la philosophie ou l'art ? Mais est-ce là réellement une objection ? Aussi laissons cette digression à l'état de question.

Toujours est-il que la science qui tente à sa manière de comprendre la structure de la matière a subi les influences de différents courants de pensée à travers les siècles.

Ainsi les philosophes de la grèce antique, **Démocrite**, **Empédocle**, **Leucippe**, **Anaxagore** **Epicure** ont introduit la conviction d'un univers fondé sur des principes simples accessibles par une attitude intellectuelle rigoureuse.

Si on doit à Démocrite la notion "d'atomos" ou corps primordiaux insecables et immuables, c'est peut-être à Anaxagore que revient la notion d'une "symétria" nécessaire à l'agencement de ces corps primordiaux:

"Ces atomes se rattrapant les uns les autres, ils se frappent et quelques uns sont rejetés au loin, au hasard, tandis que d'autres s'entrelaçant mutuellement d'après la "symétria" de leurs figures, tailles, positions et ordres, restent ensemble et réalisent ainsi la venue-à-l'être des corps composés" On comprend l'importance de l'héritage.

Comme l'indique Sohnius, une rupture eut lieu en Occident pendant cet âge dit moyen pendant lequel on a substitué cette idée par une autre où on exclut les réalités du monde physique pour se baser sur une philosophie naturelle faisant appel au beau, à la pensée, à la foi.

Encore une fois en Occident, s'en est suivi la "révolution" scientifique des seizième et dix septième siècles qui a établi la domination des sciences exactes des faits sur les idées, de l'observation sur la conjecture et du pratique sur l'esthétique.

L'expérience et l'observation comme juges ultimes de la théorie, pour ce qui est de la compréhension de la matière.

C'est dans ce cadre positiviste que se sont développées les idées de base de la physique, enrichies par des conceptions directement héritées des grecs présocratiques.

Il n'est pas nécessaire de refaire encore une fois l'historique de la genèse qui, de Copernic, Galilée, Newton en passant par Faraday, Maxwell jusqu'à Bolzman et beaucoup d'autres, a fondé une physique dite maintenant classique.

Cette longue élaboration a vu naître peu à peu la possibilité d'adopter la notion d'unité ou d'unification existant déjà chez nos grecs présocratiques, l'émergence d'un principe unique pour relier des phénomènes apparemment différents.

Cette possibilité s'est déjà trouvée une fois brillamment réalisée dans l'électromagnétisme de Maxwell, toutefois la compréhension de la structure de la matière à l'échelle microscopique résistait toujours aux investigations de la physique classique.

Sans refaire non plus l'historique de cette genèse on sait qu'il a fallu l'introduction d'idées complètement nouvelles comme la **relativité restreinte**, la **relativité générale** et la **mécanique quantique** pour élargir considérablement et modifier le cadre de cette recherche.

Comprendre la structure de la matière revient alors à rechercher les constituants élémentaires (atomos) et les interactions ou forces qui les gouvernent (symétria) tout en recherchant le ou les principes les plus simples pour réaliser l'unité sous-jacente à l'ensemble des phénomènes.

On dispose de la mécanique quantique, de la relativité restreinte d'espace, de la relativité générale. Einstein ayant identifié le groupe d'invariance d'espace et de temps, on va réaliser peu à peu que le développement de notre compréhension des forces fondamentales repose sur notre compréhension de leurs symétries sous-jacentes.

Les théories quantiques de champs décrivent les états fondamentaux par des champs et leurs interactions obéissent à ces symétries. On a pu alors développer des théories quantiques de champs pour ces interactions.

"Dans une description mathématique exacte des états fondamentaux de notre théorie, consistante avec la relativité, si une particule est brutalement accélérée elle ne produit pas instantanément un changement dans les forces agissant sur une particule voisine, parce qu'aucun signal ne peut voyager plus vite que la lumière. Pour maintenir la conservation de l'énergie et du moment il a été suggéré que la particule produisait un champ portant cette énergie et ce moment. La mécanique quantique appliquée au concept de champ

nous apprend que les énergies et les moments sont distribués en quanta qui sont identifiés avec les particules élémentaires". Dans les théories quantiques de champs, les forces ou les interactions sont générées par l'échange de particules élémentaires.

La portée de ces forces est inversement proportionnelle à la masse de la particule échangée.

Le bon accord de l'électrodynamique quantique avec l'expérience et la découverte des médiateurs baptisés W et Z pour les interactions dites faibles semblent souligner la justesse de ces idées.

Aujourd'hui une étape dans la compréhension de la structure de la matière est atteinte.

Il a été possible d'identifier quatre interactions dites fondamentales, les interactions gravitationnelle, électromagnétique forte et faible. Les interactions entre les particules élémentaires sont elles mêmes portées par des particules.

Ces interactions et les particules élémentaires obéissent à des symétries et les théories dites de jauge ont permis de relier ces symétries aux interactions. De plus, les symétries de jauge permettent l'unification entre les interactions faibles et les interactions électromagnétiques.

Aujourd'hui ces théories de jauge se retrouvent dans un modèle baptisé modèle standard, qui tente de décrire à l'échelle microscopique les interactions forte, faible et électromagnétique.

Les théories de jauge donc entrent pour une part cruciale, dans la construction du modèle standard mais il faut aussi tenir compte des mécanismes qui génèrent la masse des particules échangées.

Sans prétendre à une description supplémentaire très exhaustive du modèle standard, la première partie de ce chapitre sera consacrée à un rappel des caractéristiques principales des théories de jauge.

Evidemment ce modèle ne constitue pas la théorie ultime contenant le ou les principes unificateurs fondamentaux à partir du ou desquels tous les phénomènes microscopiques peuvent être compris autant en termes quantitatifs que qualitatifs.

C'est pourquoi dans une seconde partie l'accent sera mis sur les insuffisances de ce modèle standard, et toujours fidèles à la volonté d'unité et de recherche de principes de plus en plus fondamentaux, quelques idées nouvelles pourront apporter leurs contributions pour répondre aux questions posées, notamment par le problème de la hiérarchie développé dans ce chapitre.

Parmi ces idées, il sera possible de dégager la supersymétrie qui apparaît comme une nouvelle symétrie qui répond à ce problème. La supersymétrie, "une telle offre que la nature ne peut pas se permettre d'ignorer" soutient **Nanopoulos**.

Dans la troisième partie, les notions plus techniques de la supersymétrie seront introduites, en particulier la description de l'algèbre de supersymétrie, la représentation sur des états puis sur des champs. Avec des règles de calcul sur ces derniers il sera possible de construire des lagrangiens simples, plus particulièrement les lagrangiens de **Wess** et **Zumino** qui ont été construits à l'origine. Ces modèles simples seront très illustratifs lorsqu'il s'agira d'examiner les brisures de supersymétrie. L'introduction de la supergravité et de l'effet superHiggs permettent de comprendre l'origine de certaines de ces brisures de supersymétrie.

Dès lors la voie sera ouverte pour construire des théories combinant les symétries de jauge et la supersymétrie et on pourra décrire le modèle standard supersymétrique utile pour la phénoménologie.

Les théories de supersymétrie et de supergravité sont des théories souvent difficile et la lourdeur intrinsèque de leurs formalismes ne témoigne que d'un aspect de ces difficultés. Ce chapitre qui tente aussi d'une certaine manière d'introduire et de présenter les outils de base pour la supersymétrie

reflète ce problème c'est pourquoi il comporte un appendice où sont rejetés quelques développements calculatoires fastidieux.

Les difficultés formelles et conceptuelles ne disqualifient pas irrémédiablement la validité d'une théorie, même si les premières semblent masquer quelque peu les secondes. La supersymétrie reste pour sa part une des solutions les plus solides au problème de hiérarchie du modèle standard. Les théories de supergravité bien que complexe elles aussi sont des théories séduisantes car elles permettent d'inclure la gravitation à la tentative d'unifier toutes les interactions, ce qui est loin d'être négligeable. Elles permettent de développer une phénoménologie et de faire des prédictions qui peuvent commencer à être testées auprès de la nouvelle génération de collisionneurs. Bien que ces dernières théories souffrent de problèmes de renormalisation, elles apparaissent toujours comme des limites basses énergies à des théories plus unifiantes comme les théories de supercordes. Les théories de supercordes, en les englobant, permettent de résoudre ces problèmes de renormalisation et sont ainsi les meilleures candidates pour une description unifiée de toutes les interactions à une échelle d'énergie qui a été atteinte lors des premiers instants de l'univers.

L'apparition d'une théorie aussi séduisante que la supergravité ne traduit elle pas une résurgence de l'esthétisme dans la philosophie naturelle moderne ? Seule la mise en évidence expérimentale pourra confirmer la "réalité naturelle" de cette conception, mariant ainsi à nouveau les faits et les idées, l'observation et la conjecture, le pratique et l'esthétique. La voie sera ouverte pour de nouveaux regards ...

2 - Le modèle standard

Aujourd'hui ce modèle est bien assimilé et supposé bien connu.

Aussi trouvera-t-on de nombreux ouvrages et articles qui présentent en détail tous ses aspects dans les références (1). Bien sûr cette liste ne peut être exhaustive surtout si on doit tenir compte de tous les articles depuis Heisenberg, Weyl (1920 - 1930) ou Yang et Mills en 1954.

On ne reprendra donc pas ici une description exhaustive du modèle standard qu'il est possible d'entreprendre en décrivant par exemple:

- les théories de Yang et Mills
- les applications sur les groupes de jauge $SU(3), SU(2)$
- le théorème de Nambu Goldstone et le mécanisme de Higgs Kibble
- le modèle de Salam Weinberg Glashow des interactions faibles
- la chromodynamique quantique (QCD)

Car cet exposé dépasserait largement le cadre de ce chapitre.

a) Le groupe de Poincaré

Les champs doivent décrire les particules élémentaires dans notre théorie et ils doivent être choisis de manière à respecter les symétries de la nature, en tout premier lieu les symétries d'espace et de temps de la relativité restreinte et de la relativité générale. Les champs doivent être alors caractérisés par leur propriété de transformations par ces groupes de symétries.

Nous dirons que nos champs sont construits comme des représentations du groupe de Lorentz ou plus généralement du groupe de Poincaré.

Les rotations et les boosts sont engendrés par les opérateurs hermitiques:

$$M_{\rho\sigma} = i \left(x_{\rho} \frac{\partial}{\partial x^{\sigma}} - x_{\sigma} \frac{\partial}{\partial x^{\rho}} \right)$$

qui satisfont l'algèbre de Lie suivante:

$$[M_{\mu\nu}, M_{\rho\sigma}] = ig_{\nu\rho} M_{\mu\sigma} - ig_{\mu\rho} M_{\nu\sigma} - ig_{\nu\sigma} M_{\mu\rho} + ig_{\mu\sigma} M_{\nu\rho}$$

Pour $\rho, \sigma = 1, 2, 3$ les $M_{\rho\sigma}$ sont les opérateurs de moments angulaires J_i qui génèrent le groupe des rotations $SU(2)$ dont les représentations sont données par les matrices de Pauli.

Les opérateurs restant $M_{0i} = K_i$ génèrent les boosts de Lorentz.

Le groupe de translation T est un groupe abélien à quatre paramètres.

Son algèbre de Lie est une algèbre qui s'exprime à l'aide des générateurs infinitésimaux notés T_{μ} :

$$[T_{\mu}, T_{\nu}] = 0 \quad \mu, \nu = 1, 2, 3, 4$$

ces translations s'expriment en mécanique quantique à l'aide des opérateurs différentiels self adjoints:

$$P_{\mu} = iT_{\mu} = i \frac{\partial}{\partial x^{\mu}}$$

le groupe des translations est abélien et toutes les représentations unitaires irréductibles sont unidimensionnelles.

A l'aide du groupe de Lorentz précédent et de ce groupe des translations, on définit le groupe de Poincaré dont l'algèbre s'écrit:

$$[P_{\mu}, P_{\nu}] = 0 \quad [M_{\mu\nu}, P_{\rho}] = g_{\nu\rho} P_{\mu} - g_{\mu\rho} P_{\nu}$$

$$[M_{\mu\nu}, M_{\rho\sigma}] = g_{\mu\sigma} M_{\nu\rho} - g_{\mu\rho} M_{\nu\sigma} - g_{\nu\sigma} M_{\mu\rho} + g_{\nu\rho} M_{\mu\sigma}$$

On voit alors les états de spins et de moment-énergie comme des représentations du groupe de Poincaré.

b) Le modèle standard

Le modèle standard apparaît comme une théorie de jauge non abélienne renormalisable (par exemple ref. 4 pour ce dernier point) basé sur le groupe de jauge $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ qui tente de décrire les interactions fortes, faibles et électromagnétique.

Les champs scalaires ou fermioniques prennent leurs valeurs dans une représentation a priori "arbitraire" de ce groupe de jauge. Les théories de jauge non abéliennes permettent d'introduire les interactions sous forme de champs vectoriels de manière dynamique, c'est à dire que dans ces théories les symétries internes sont directement reliées aux interactions. Ces champs vectoriels de jauge se transforment, eux, selon la représentation adjointe de l'algèbre de Lie des générateurs des groupes de symétrie SU(3) et SU(2)xU(1). Ils appartiennent à la représentation adjointe du groupe de jauge.

Les groupes de symétrie intervenant dans le modèle standard sont:

SU(3)_C pour l'interaction colorée entre quarks - l'interaction est liée à l'interaction forte et elle est portée par huit bosons vectoriels de masse nulles: les gluons G_{μ}^a $a = 1, \dots, 8$

SU(2)_L x U(1) pour l'interaction électrofaible unification entre le modèle des interactions faibles et les interactions électromagnétiques. Il y a quatre bosons de jauge trois massifs W^{\pm} et Z et un de masse nulle le photon A_{μ} . Les leptons et les quarks apparaissent en doublet gauche pour les interactions faibles et singlet droit.

La symétrie SU(2) x U(1) est brisée grâce au mécanisme de Higgs Kibble. Ce mécanisme de brisure spontanée de SU(2) x U(1) nécessite l'introduction d'un doublet de Higgs avec pour conséquence l'existence d'une particule scalaire, le boson de Higgs et d'attribuer une masse aux bosons vectoriels de jauge W et Z. On se retrouve avec des interactions à courte portée et un champ scalaire dans le lagrangien ayant une masse comparable à celle des bosons de jauge W et Z.

L'intérêt du mécanisme de Higgs tient aussi dans le fait qu'il permet l'existence de termes de masse pour le secteur fermionique (termes de Yukawa). Les symétries non abéliennes de jauge impliquent que les fermions soient dans des représentations complexes du groupe de jauge. Les fermions gauches et droits n'appartiennent pas à la même représentation du groupe de jauge et par conséquent, un terme de masse fermionique dans le lagrangien brise explicitement la symétrie de jauge SU(2)xU(1). La présence d'un doublet de Higgs permet des couplages symétriques avec les fermions gauches ce qui implique des termes de masses invariants de jauge:

$$L_{mf} = - m_f \bar{f}_L f_R$$

Malheureusement, les constantes de masses m_f des fermions ne sont pas prédites par le modèle. Elles restent alors arbitraires et doivent être déterminées par l'expérience.

Le secteur de la matière fermioniques de spin 1/2 a pour contenu:
Pour la représentation électrofaible des quarks:

$$\begin{bmatrix} u \\ d \end{bmatrix}_L \quad \begin{bmatrix} s \\ c \end{bmatrix}_L \quad \begin{bmatrix} t \\ b \end{bmatrix}_L \quad u_R \quad d_R \quad s_R \quad c_R \quad b_R \quad t_R$$

soit trois familles de quarks.

Pour la représentation pour SU(3)_C de ces quarks, en triplet de couleur:

$$u^i d^i s^i c^i b^i t^i$$

i = indice de couleur

Pour la représentation électrofaible des leptons:

$$\begin{bmatrix} \nu_e \\ e^- \end{bmatrix}_L \quad \begin{bmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{bmatrix}_L \quad \begin{bmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{bmatrix}_L \quad e_R \quad \mu_R \quad \tau_R$$

soit encore trois familles.

La découverte des bosons vectoriels W^\pm et Z dans les interactions protons antiprotons détectées par UA1 et UA2 a très fortement augmenté le crédit attribué à ce modèle (ref 2). Ce modèle permet en outre une prédiction intéressante quant au rapport ϵ'/ϵ dans le système $K_L K_S$, rapport qui mesure la violation de CP directe.

En effet les prédictions donnent:

$$\epsilon'/\epsilon = O(10^{-3})$$

Quant aux résultats expérimentaux récents on obtient:

Pour les résultats de FNAL P.Debu Upsala High Energy Physics conférence (1987)

$$\epsilon'/\epsilon = (3.5 + 0.7 + 0.4 + 1.2) 10^{-3}$$

Pour les résultats de NA31 J.Mannelli CERN EP/98-117(1987)

Jusqu'aujourd'hui ce modèle n'a pas été mis en défaut sur le plan expérimental. Il reste néanmoins à confirmer l'existence du quark top et du boson scalaire de Higgs.

Par ailleurs beaucoup d'autres tests du modèle standard doivent encore être entrepris pour spécifier ce modèle d'une manière encore plus précise. Dans le chapitre II on rappelle quelques aspects des tests réalisables à HERA.

c) La grande unification

Le principe d'invariance par transformation locale de jauge en introduisant de manière dynamique les champs vectoriels de jauge portant les interactions a permis d'unifier les interactions faibles et électromagnétiques et d'interpréter les interactions entre quarks par l'échange des gluons.

Par ailleurs l'extrapolation de l'évolution des constantes de couplage à des énergies élevées de l'ordre de 10^{15} GeV/c, (la liberté asymptotique) pour chacune des interactions montre qu'elles atteignent toutes le même ordre de grandeur, ce qui suggère l'existence d'un degré d'unification plus élevé à cette échelle d'énergie autrement dit une grande unification. Il est par conséquent logique d'envisager cette grande unification encore une fois en terme de théorie de jauge avec une seule constante de couplage - une unification entre les interactions fortes et les interactions électrofaibles (ref 3).

Pour cela il faut considérer un groupe de jauge G avec une constante de couplage unique g avec certaines conditions nécessaires:

- il faut que G contienne le modèle standard $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ c'est-à-dire $G \supset SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ de sorte que celui-ci émerge à basse énergie c'est-à-dire des énergies petites devant l'échelle de grande unification.
- il faut introduire des scalaires avec des couplages raisonnables pour la brisure spontanée de la symétrie:

$$G \rightarrow SU(3) \times SU(2) \times U(1)$$

- il faut enfin que les masses des fermions qui résultent de la brisure spontanée de $SU(2)$ soient raisonnables.

i) $SU(5)$ un aperçu rapide

Georgi et Glashow ont recherché le groupe G de la grande unification. Tout groupe G contenant $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ doit être assez grand pour contenir les générateurs diagonaux de la couleur, de l'isospin faible et de l'hypercharge. Ces générateurs diagonaux sont au nombre de quatre, dont les matrices de Gell Mann λ_8, λ_3 , la matrice de Pauli σ_3 et l'isospin faible Y. En conséquence, G doit être au minimum de rang 4.

Il existe plusieurs groupes candidats mais il apparaît que seul $SU(5)$ possède les représentations pour satisfaire les représentations en triplet de $SU(3)$ et doublet de $SU(2)$. $SU(5)$ est l'unique groupe candidat de rang 4 pour une théorie grande unifiée minimale.

$SU(5)$ possède 24 générateurs hermitiques L^i $i = 1, 24$ qui sont des matrices 5×5 . A ces générateurs correspondent 24 bosons de jauge. A L^a $a = 1, \dots, 8$ correspondent les huit gluons de $SU(3)$. A $L^{9,10}$ correspondent les bosons W^\pm de $SU(2)$ et aux matrices diagonales L^{11} et L^{12} correspondent les bosons W^3 et B dont les mélanges dépendent de l'angle de Weinberg θ_w (). donnent le boson Z et le photon. Un des succès de $SU(5)$ est que la constante θ_w apparaît naturellement.

A $L^{13,24}$, il correspond 12 nouveaux bosons de

$SU(5)$ avec lesquels on peut construire les bosons vectoriels:

$$X_\mu^i \quad i = 1, 2, 3 \quad \text{et} \quad Y^i \quad i = 1, 2, 3.$$

Les multiplets de la représentation fondamentale de $SU(5)$ contiennent les champs de quarks et de leptons réalisant ainsi un degré d'unification supplémentaire.

A partir de là il est possible d'écrire une dérivée covariante et un lagrangien. Pour obtenir des modèles, il faut considérer les brisures spontanées de la symétrie en deux étapes.

$$SU(5) \xrightarrow{M_X} SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y \longrightarrow SU(3) \times U(1)$$

la première brisure $SU(5) \rightarrow SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ se fait avec le mécanisme de Higgs habituel en introduisant des champs scalaires réels Σ_a .

Les bosons X et Y de la symétrie $SU(5)$ spontanément brisée reçoivent une masse M_X laissant les autres bosons de jauge G^a, W^\pm et B sans masse.

La seconde brisure spontanée $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y \xrightarrow{H} SU(3) \times U(1)$ vient ensuite avec l'introduction d'un champ scalaire $H(x)$ le boson Higgs.

On se retrouve alors avec ces deux catégories de champs scalaires: les bosons $\Sigma(x)$ et $H(x)$.

Cette petite digression sur la théorie $SU(5)$ a permis de comprendre l'introduction du boson $\Sigma(x)$ qui sera nécessaire lorsqu'il s'agira de considérer

les problèmes de naturalité du modèle standard. Pour conclure, un fait remarquable de SU(5) est qu'il prévoit une désintégration du proton avec une durée de vie de l'ordre de 10^{32} années. Malheureusement la théorie SU(5) est exclue par les expériences de détecteurs souterrains qui étudient cette désintégration (ref 3). Toutefois l'existence de la grande unification n'est pas exclue il faut envisager d'autres groupes G qui entraînent soit une désintégration plus lente du proton soit sa stabilité. De toutes les façons, G devra toujours inclure le modèle standard. Les brisures de symétrie $G \rightarrow SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ feront intervenir des champs scalaires $\Sigma(x)$ avec une masse de l'ordre de l'échelle de la grande unification 10^{15} GeV.

3 - Les faiblesses du modèle standard

La version minimale du modèle standard des interactions fortes et électrofaibles repose sur les théories de jauge non abéliennes avec les groupes de jauge $SU(3)_C$ et $SU(2)_L \times U(1)_Y$ qui assurent la description de ces interactions en termes de particules vectorielles échangées.

Ce modèle standard $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ est formulé avec les trois générations de quarks et leptons dont on dispose. Il demande de plus l'intervention d'un doublet scalaire pour briser la symétrie $SU(2) \times U(1)$ en laissant la symétrie U(1) intacte, en conséquence une particule scalaire physique apparaît dans le lagrangien: le boson de Higgs.

En supposant qu'il ne contiennent pas de neutrinos droits et qu'il n'y ait pas de violation de cp forte (ref 1), ce modèle minimal contient alors 18 paramètres arbitraires (par exemple ref. 5):

- Trois couplages de jauge pour les trois groupes de jauge ces couplages peuvent apparaître sous plusieurs formes:

$$\text{soit } g_1 g_2 g_3 \text{ soit } \alpha_{em} \alpha_s \text{ et } \sin^2 \theta_w$$

- deux paramètres reflétant le secteur de Higgs du modèle - M_W et M_ϕ où M_ϕ reste inconnu mais il est supposé être du même ordre de grandeur que M_W .

- neuf masses pour les six quarks et les trois leptons chargés des trois familles avec des ordres de grandeur très différents.

- trois angles de Cabibbo pour le mélange des quarks.

- un terme de phase extrait de la matrice de Kobayashi Maskawa.

Bien sûr si la violation de CP forte est prise en compte cela fait un dix-neuvième paramètre arbitraire.

De plus en tenant compte des trois possibilités suivantes le modèle standard dit minimal peut être pour sa part étendu et cette extension implique une augmentation du nombre des paramètres:

- les neutrinos acquièrent une masse
- des particules de Higgs supplémentaires qui ne modifient pas les caractères des théories de jauge non abéliennes
- des générations supplémentaires de quarks et leptons

La multiplication des paramètres arbitraires pour le modèle standard constitue une de ses faiblesses. L'origine de ces paramètres est obscure, la tendance est de les réduire en invoquant des théories avec un pouvoir unificateur plus grand et en essayant de comprendre aussi plus profondément le mécanisme de Higgs.

Ce modèle standard minimal ne prétend pas être la théorie ultime à partir de laquelle tous les faits physiques pourraient être dérivés et qui pourrait expliquer l'origine de ces paramètres. En plus du caractère arbitraire des paramètres du modèle standard, il existe un grand nombre de questions d'ordre théorique que le modèle standard à lui seul laisse sans réponses, parmi ces questions on peut citer (par exemple ref. 5)

- a) pourquoi un espace à quatre dimensions?
- b) jusqu'ici tout ce qui concernait la gravitation a été mis de côté, mais le problème se pose de construire une théorie quantique de la gravitation et de la relier aux trois autres interactions.
- c) le principe de jauge pour répondre au problème de l'unification des interactions n'est peut-être pas à lui seul suffisant.
- d) l'origine des groupes de jauge n'est pas comprise elle non plus.
- e) pourquoi trois familles de quarks et de leptons?
- f) le problème de la hiérarchie, c'est-à-dire de savoir pourquoi M_W est de l'ordre de M_W et non pas de l'ordre d'une échelle de masse plus grande.

Bien entendu il existe des théories développées au cours de ces dernières années qui tentent de répondre soit à l'un ou à l'autre aspect soit à tous les aspects de ces questions.

Ces théories font la plupart du temps appel à des symétries nouvelles et à des échelles d'énergie très grandes comme celle de la masse de Planck. On peut citer très rapidement:

- la supersymétrie et la supergravité
- la quantification d'un objet non plus ponctuel mais ayant une extension spatiale à une dimension.

Il apparaît de nouvelles invariances (ref 7) comme les invariances par reparamétrisation, les invariances conformes ou superconformes, les invariances modulaires.

De plus il est courant pour de telles théories de se placer dans des dimensions d'espace temps supérieures à 4 à cause de certaines invariances et par conséquent il s'introduit l'idée de compactification des dimensions supplémentaires qui s'accompagne de considérations topologiques et géométriques nouvelles pour la physique.

Actuellement l'accent est mis sur les théories de supercordes, plus particulièrement les théories de supercordes fermées dites hétérotiques (du grec heteros avec l'idée de greffe) à 10 dimensions dont l'étude phénoménologique a été la plus poussée. On a proposé à partir d'un schéma d'unification, un scénario de compactification des dimensions supplémentaires jusqu'à aboutir à un modèle standard supersymétrique et par la suite jusqu'au modèle standard (condition nécessaire en ce vingtième siècle pour tenter de construire une

théorie unifiante) au fur et à mesure qu'on passe de l'échelle de la masse de Plank à celle de la masse du boson W. Plus récemment les théories de supercordes à quatre dimensions descendantes des supercordes hétérotiques en ce sens qu'on va plus loin dans l'idée de compactification des dimensions internes des cordes bosoniques (à 26 dimensions) et des cordes fermioniques (à 10 dimensions) bénéficient d'un engouement très prononcé (ref 7). Pour avoir un aperçu sur ces idées il est possible de prendre son courage à deux mains et de consulter la littérature très abondante sur ces sujets (par exemple les références 7 et les références qui y sont données).

Pour introduire la supersymétrie, on peut développer le problème dit de hiérarchie évoqué plus haut (par exemple ref 6). Le problème est lié à l'instabilité de la masse des particules scalaires par corrections radiatives.

Les particules scalaires ont en effet une propriété gênante à savoir que dans une théorie perturbative leurs masses sont sujettes à des divergences quadratiques, en particulier, les corrections radiatives à une boucle dans le propagateur des scalaires possèdent des divergences quadratiques. Tant que les masses sont des paramètres libres, ceux ci peuvent être renormalisés. Mais lorsqu'on veut comprendre leurs ordres de grandeurs, il faut que les divergences quadratiques soient "coupées" à une certaine échelle d'énergie. Les corrections à apporter à la masse des scalaires, dont le Higgs, sont de la forme (graphe avec une boucle de scalaire dans le propagateur du scalaire):

$$\delta m^2 = O(\alpha/\pi) \Lambda^2$$

Λ est la coupure indiquant le seuil entre le domaine d'énergie du modèle standard et un domaine d'énergie plus élevée. Ce paramètre peut être:

soit 10^{10} GeV/c² pour une théorie grand unifiée

soit 10^{19} GeV/c² pour la masse de Plank.

Les corrections radiatives à la masse des bosons de Higgs sont alors de l'ordre de l'échelle de masse d'une théorie grand unifiée.

Or d'autre part, dans le modèle de Weinberg Salam, le mécanisme de Higgs implique que la masse du boson de Higgs soit très peu supérieure ou de l'ordre de cette masse M_W . En conséquence il faut que les corrections à apporter à la masse des scalaires soient inférieures à la masse M_W si on veut conserver cet ordre de grandeur:

$$\delta m_H^2 < O(M_W^2)$$

Pour cela, il faut que Λ soit inférieure ou de l'ordre de 1 TeV. Le problème se pose alors de savoir pourquoi la masse des scalaires en l'occurrence celle du Higgs introduit pour la brisure de la symétrie électrofaible (ou celle des scalaires d'une théorie grand unifiée brisant le groupe grande unification vers SU(3)xSU(2)xU(1)) est de l'ordre de la masse des bosons de jauge de SU(2) et non pas de l'ordre de l'échelle de masse d'une théorie grand unifiée ou de l'échelle de la masse de Planck.

En d'autre termes il est difficile de conserver une échelle électrofaible basse M_W alors qu'une grande unification se déroule à $M_X \gg M_W$. Il y a deux possibilités contradictoires, ou bien le secteur de Higgs interagit "fortement" ou bien $\delta m^2 \gg m^2$.

Les théories $\delta m^2 \gg m^2$ sont dites non naturelles car il faut arranger les paramètres à la main pour préserver la légèreté des Higgs face à une échelle d'unification très grande en comparaison.

Cet arrangement introduit un arbitraire supplémentaire indésirable dans la théorie.

Pour préserver la naturalité des modèles c'est-à-dire $\delta m^2 < m^2$ une nouvelle échelle apparaît. Elle est de l'ordre de 1 TeV et elle donne à penser à l'existence d'un nouveau domaine de la physique des hautes énergies. Plusieurs approches ont été proposées pour répondre à ce problème de naturalité qui fournit une sorte de nouvelle contrainte au modèle standard.

Sans entrer dans les détails pour les deux premières il est possible de dégager trois grandes lignes qui peuvent amener à l'existence de nouvelles particules.

- Puisque les particules scalaires posent des problèmes il suffit de "les éliminer" plus exactement de les considérer comme des objets composites formés de nouveaux fermions. En principe il est possible de construire un modèle simple avec les quarks u et d sans boson de Higgs où la symétrie $SU(2)$ est brisée par $\langle uu + \bar{d} \bar{d} \rangle \neq 0$ ce qui permet de donner une masse aux W et Z . Ces théories ont été développées en liaison avec QCD; elles ont reçu le nom de théorie de technicouleur les nouveaux fermions formant le Higgs s'avèrent être de nouveaux quarks - les techniquarks, portant les nombres quantiques de couleurs et de technicouleurs.

L'inconvénient est qu'elles ne permettent de ne donner des masses qu'aux bosons de jauge mais pas aux fermions, il a donc été envisagé une extension avec un groupe de jauge additionnel G au schéma ce qui revient par conséquent à postuler l'existence de couplage entre fermions et technifermions et donc de nouvelles interactions. Il faut évidemment considérer les représentations de ce nouveau groupe de jauge et considérer ces brisures

$G \times SU(3) \times SU(2) \times U(1) \rightarrow SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ avec l'apparition de nouvelles particules suivant les représentations recevant le nom générique de leptarquarks.

Ces faits sont supposés apparaître à 1 TeV et régler le problème de la naturalité mais les théories de technicouleurs souffrent de problèmes phénoménologiques et les modèles solides de technicouleur étendu émergent avec beaucoup de difficultés.

De plus il faut garder à l'esprit le fait que déjà des modèles prévoyaient l'existence de particules de technicouleur avec une masse de 10 GeV et qu'elles n'ont jamais été mises en évidence expérimentalement.

Les difficultés avec les théories de technicouleur répondant au problème de la naturalité n'excluent cependant pas l'existence de Leptoquarks et de Leptogluons. Il est peut-être nécessaire d'envisager soit un nouveau cadre technique à ces particules, cadre qui répondrait au problème de naturalité lui aussi, soit comprendre plus en profondeur les théories de technicouleur.

- Une autre alternative pour régler le problème de la naturalité est de considérer les quarks, les leptons et les bosons de jauge comme des objets composites avec une échelle de 1 TeV associée.

Malheureusement cette idée, même si elle répond au problème actuel de naturalité, ne fera que translater les problèmes qui se posaient aux énergies actuelles à savoir considérer l'origine des paramètres, des groupes jauge nouveaux pouvant apparaître et de nouvelles brisures avec un nouveau problème de naturalité.

De plus il serait difficile de comprendre pourquoi les principes de jauge actuels fonctionnent si bien aux énergies atteintes jusqu'aujourd'hui.

A la décharge d'une telle idée, une sous structure n'a aucune raison d'être écartée. La nature doit là donner son verdict.

- La troisième alternative qui va maintenant être développée vient de la supersymétrie qui est une symétrie qui lie les fermions et les bosons.

$$Q |F\rangle = |B\rangle \quad Q |B\rangle = |F\rangle$$

où Q représente l'opération de supersymétrie, $|F\rangle$ un état

de spin demi entier (fermion) et $|B\rangle$ un état de spin entier (boson).

L'intérêt est que la masse des fermions est protégée des corrections radiatives trop grandes. En effet dans les diagrammes à un boucle de fermion dans un propagateur de fermion, on peut montrer que les divergences sont logarithmiques et que les corrections à apporter à la masse des fermions sont alors de la forme:

$$\delta m_f = O(\alpha/\pi) m_f \log(\Lambda/m_f)$$

Ceci est une conséquence de la symétrie chirale dont bénéficient les fermions. Les fermions n'acquièrent pas de masse par corrections radiatives. Le problème provient des scalaires car aucune symétrie ne les préserve de corrections trop grandes mais la supersymétrie qui relie les scalaires et les fermions, alors partenaires supersymétriques, permet de protéger les scalaires contre des corrections trop grandes.

En effet, dans les diagrammes à une boucle dans le propagateur du scalaire, à chaque boucle de scalaire on fait correspondre une boucle de fermion partenaire supersymétrique et cette dernière intervient avec un signe opposé dans la correction. Par conséquent, il y a annulation exacte entre les termes ayant des divergences quadratiques:

$$\delta m^2 = O(\alpha/\pi) \Lambda^2 - O(\alpha/\pi) \Lambda^2$$

Il ne reste que des divergences logarithmiques "inoffensives". Cette annulation exacte nécessite que les fermions et les bosons entrent avec les mêmes nombres quantiques, les mêmes couplages et les mêmes masses. Comme la supersymétrie n'a encore jamais été mise en évidence, celle-ci doit être fortement brisée, c'est à dire que les masses des particules et de leurs partenaires supersymétriques ne sont pas égales.

Les brisures de supersymétrie rompant la relation d'égalité des masses préserve tout de même cette solution au problème de hiérarchie fraîchement établie. En effet, même si après la brisure de la supersymétrie l'annulation entre les divergences quadratiques n'est plus exacte, celle-ci reste finie et de l'ordre de la différence des masses entre partenaires supersymétriques. La naturalité fixe cette différence à l'ordre de 1 TeV ce qui implique que les masses des particules supersymétriques soit inférieures ou de l'ordre de 1 TeV. Ce n'est pas la supersymétrie elle-même qui fixe cette échelle de masse.

En effet c'est le problème de naturalité qui la fixe à environ un TeV et si la supersymétrie apporte la solution au problème de naturalité alors elle apparaît à cette échelle d'énergie.

Historiquement d'ailleurs la supersymétrie n'a pas été introduite ainsi, cette manière de l'introduire permet de justifier son utilisation pour répondre à un nouveau domaine possible de physique à l'échelle de ≤ 1 TeV, énergies atteintes par la génération des machines du début des années 1990.

Ceci dit, rien n'empêche la supersymétrie d'apparaître à cet ordre de grandeur ou à un ordre de grandeur plus élevé, encore une fois c'est la nature qui fait son choix.

L'idée de la supersymétrie s'est révélée être extrêmement solide pour répondre au problème de hiérarchie du modèle standard. Non seulement elle permet d'assurer une nouvelle symétrie entre boson et fermion, mais encore elle intervient comme ingrédient nécessaire dans les théories unifiantes qui veulent inclure la gravité telle que la décrit la relativité générale d'Einstein, comme les théories de supergravité et de supercordes.

A l'origine Yu.A. Gol'fand et E.P. Likhtman [Jetp lett B(1971) 452, 323 en anglais] et D.V. Volkov et V.P. Akulov [Jetp lett 16 (1972) 621, 438 en anglais] ont voulu construire des multiplets contenant des fermions et des bosons.

De même J.M. Schwarz et Neveu [W.Z. 1973 Nucl phys B70(1974) 39] ont dû évoquer cette possibilité.

Toujours est-il que reprendre ici le développement de la supersymétrie depuis ses origines serait beaucoup trop long.

Dans la troisième partie la supersymétrie va être décrite telle qu'on la connaît actuellement. Je m'appuierai très fortement sur les références 8 et 20, je m'appuierai aussi sur une série de cours donnés par Eugène Cremmer à l'école normale supérieure au début de l'année 1987.

4 - La supersymétrie

a) L'algèbre de supersymétrie

Les transformations de supersymétrie sont engendrés par des opérateurs quantiques Q qui changent un état de fermion (spin demi entier) en un état de boson (spin entier) et réciproquement:

$$Q |\text{fermion} \rangle = |\text{boson} \rangle \quad Q |\text{boson} \rangle = |\text{fermion} \rangle$$

Q est un générateur spinoriel de Dirac. Il est possible de montrer que si on désire ajouter une symétrie supplémentaire à celles déjà incluses dans le groupe de Poincaré, alors ses générateurs doivent être nécessairement des quantités fermioniques c'est à dire des quantités spinorielles.

Tous les générateurs des supersymétries doivent être fermioniques, c'est à dire qu'ils doivent changer le spin d'une valeur demi entière et changer la statistique de l'état.

C'est cette possibilité qui est exploitée pour construire l'algèbre de supersymétrie. Cette algèbre apparaît comme une extension de l'algèbre de Poincaré:

$$\left[\begin{array}{l} [P_\mu, P_\nu] = 0 \\ [M_{\mu\nu}, M_{\rho\sigma}] = (g_{\nu\rho} M_{\mu\sigma} - g_{\nu\sigma} M_{\mu\rho} - g_{\mu\rho} M_{\nu\sigma} + g_{\mu\sigma} M_{\nu\rho}) \\ [M_{\mu\nu}, P_\rho] = (g_{\nu\rho} P_\mu - g_{\mu\rho} P_\nu) \end{array} \right.$$

$$[P_\mu, Q_\alpha^A] = 0$$

$$[M_{\mu\nu}, Q_\alpha^A] = \frac{1}{2} (\gamma_{\mu\nu})_\alpha^\beta Q_\beta^A$$

$$\{Q_\alpha^A, \bar{Q}_\beta^B\} = 2 (\gamma_\mu)_\alpha^\beta P^\mu \delta^{AB}$$

Où α, β sont les indices spinoriels, $A, B = 1 \dots N$ pour le nombre de générateurs de supersymétrie, Q_α générateur spinoriel de la supersymétrie et γ_μ sont les matrices de Dirac. On utilisera une représentation de Majorana (ψ) pour les matrices γ_μ , les Q_α seront des spineurs de Dirac. Les Q_α sont quatre opérateurs hermitiens et le nombre total de charge Q doit être un multiple de quatre. Une théorie avec une supersymétrie minimale doit être invariante par transformations engendrées par les quatre composantes indépendantes d'un seul opérateur spinoriel Q_α $\alpha = 1 \dots 4$, on parle alors d'une théorie avec une supersymétrie $N = 1$. S'il y a plus d'opérations de supersymétrie alors il y aura plusieurs générateurs avec quatre composantes Q_α^A $A = 1, \dots, N$ et on parlera de supersymétrie étendue égale à N , on ne sait toujours pas quelle doit être en réalité la valeur de N .

L'étape suivante consiste à former des représentations de cette algèbre de supersymétrie sur des états. Chaque supermultiplet représentant l'algèbre doit contenir au moins un boson et un fermion avec des spins qui diffèrent de $1/2$ et tous les états dans un multiplet de supersymétrie non brisée doivent avoir la même masse. Des exemples de représentations de l'algèbre de supersymétrie sur des états de masse nulle à une particule sont donnés dans l'appendice.

Le tableau 1 donne le nombre de fermions et de bosons à inclure dans les supermultiplets en fonction des valeurs de l'hélicité et du nombre N d'opérateurs de supersymétrie.

On ne peut pas avoir de supersymétrie $N > 8$ car il faudrait considérer des particules ayant $\lambda > 2$. On a les valeurs maximales, $N \leq 4$ pour des théories renormalisables de Yang et Mills $N \leq 8$ pour des théories de gravitation. A partir de maintenant, seule la supersymétrie $N = 1$ dite minimale sera prise en compte. En effet la supersymétrie $N=2$ n'admet pas de représentation chirale et par conséquent on ne peut pas construire une extension du modèle standard avec une supersymétrie $N=2$.

b) Représentation de l'algèbre de supersymétrie sur des champs

C'est à partir des champs scalaires, fermioniques et vecteurs inclus dans les supermultiplets qu'il est possible de construire des lagrangiens supersymétriques et d'effectuer les calculs. Il faut par conséquent connaître la représentation de l'algèbre de supersymétrie sur des champs et les lois de transformation de ces champs par transformation infinitésimale de supersymétrie. Dans l'appendice de ce chapitre, on développe la construction de la représentation de l'algèbre à partir d'un champ scalaire complexe $A(x)$.

Le multiplet $\phi = (A, \psi, F)$ appelé multiplet chirale $N=1$, constitué du champ scalaire complexe $A(x)$, du champ fermionique ψ_α et du champ auxiliaire

Tableau 1

Pour un multiplet $|\lambda| \leq 1/2$ et $N \leq 2$ dit scalaire:

	$ \lambda = 1/2$ fermions	$ \lambda = 0$ scalaires
$N = 1$	1	2
$N = 2$	2	4

Pour un multiplet $|\lambda| \leq 1/2$ $N \leq 4$ dit de Yang et Mills

	$ \lambda = 1$ vecteurs	$ \lambda = 1/2$ fermions	$ \lambda = 0$ scalaires
$N = 1$	1	1	
$N = 2$	1	2	1 + 1
$N = 3$	1	3 + 1	3 + 3
$N = 4$	1	4	6

scalaire complexe F , est un exemple de représentation de l'algèbre sur des champs. Les champs A et ψ sont alors partenaires supersymétriques.

On peut obtenir une forme réelle pour ce multiplet chirale. On appelle $A = A + iB$ où A et B sont les parties réelles et imaginaires de A , de même on appelle $F = F + iG$ où F et G sont les parties réelles et imaginaires de F , et on construit un spineur de Majorana ψ à partir des spineurs ψ_α et sont conjugués $\bar{\psi}_\alpha$. On obtient le multiplet:

$$\varphi = (A, B, \psi, F, G)$$

avec les lois de transformations par supersymétrie.

$$\delta A = \bar{\epsilon} \psi ; \quad \delta B = \epsilon \gamma_5 \psi ; \quad \delta \psi = - (F + \gamma_5 G) \epsilon - i \partial (A + \gamma_5 B) \epsilon$$

$$\delta F = i \bar{\epsilon} \partial \psi ; \quad \delta G = i \bar{\epsilon} \gamma_5 \partial \psi$$

A et F étant des champs scalaires et B et G des champs pseudoscalaires.

Il est possible (appendice) de construire un autre multiplet dit multiplet général à partir d'un champ scalaire $C(x)$. Ce multiplet général s'écrit:

$$V = (C, \chi, M, N, A_\mu, \lambda, \nu)$$

où M est un scalaire complexe
 C, N et D des pseudoscalaires complexes
 A_μ un champ vectoriel
 χ^μ, λ champs de spineurs de Dirac

Avec des lois de transformations par supersymétrie qu'on trouve dans l'appendice.

On remarquera que le multiplet chirale s'écrit $\phi = (A, \psi, F)$ avec trois champs ou encore (A, B, ψ, F, G) . Ces champs ont été nécessaires pour former l'algèbre de supersymétrie. Il est possible de construire des lagrangiens avec un multiplet dit scalaire (A, ψ) où F est éliminé en faisant intervenir ses équations de mouvement.

En effet, ces champs F, G sont appelés auxiliaires car ils ne sont pas associés à des états physiques, ils ne se propagent pas. Le multiplet scalaire $(A, \psi) \equiv (\psi, A, B)$ est alors formé d'un champ spinoriel, d'un scalaire et d'un pseudoscalaire: c'est bien un état pour $N = 1$ avec $|\lambda| \leq 1/2$.

Avec quelques règles de calculs sur ces multiplets, règles développées dans l'appendice, on peut calculer des lagrangiens. Les multiplets sont les éléments de base pour faire des calculs de supersymétrie.

Maintenant nous avons tous les ingrédients pour construire des lagrangiens ce qui est fait dans le paragraphe suivant.

c) Les lagrangiens de Wess et Zumino

i) Un lagrangien simple

Pour commencer, le premier lagrangien qui décrit l'évolution des champs dans le temps a été donné par Wess et Zumino (ref. 9 et 10.).

C'est un lagrangien renormalisable le plus général possible qui décrit un multiplet chirale en interaction avec lui-même, c'est le lagrangien:

$$L = \left[\frac{1}{2} \phi \cdot T\phi - \frac{m}{2} \phi \cdot \phi - \frac{g}{3} \phi \cdot \phi \cdot \phi \right]_F$$

où l'indice F indique que l'on prend la composante F des termes entre parenthèses ceci pour avoir une quantité scalaire (voir appendice). ϕ est le multiplet chirale (A, B, ψ, F, G) :

et $T\phi = F, G, i, \gamma, -\square A, -\square B$.

D'après les règles de calculs de l'appendice, il est possible de développer ce lagrangien et de trouver les équations du mouvement qui font intervenir les champs F et G . Cet exercice très simple est réalisé dans l'appendice. Les champs F et G sont les champs auxiliaires évoqués plus haut. Ce sont des champs qui ne se propagent pas, ils ne sont pas physiques.

ii) Le modèle de superélectrodynamique quantique de Wess et Zumino

On trouve ce modèle dans la référence (11) section trois et quatre. Ce modèle permet d'introduire la jauge de Wess et Zumino très importante pour les constructions de lagrangiens.

Dans une seconde étape on cherche à faire coexister la supersymétrie avec la symétrie de jauge ordinaire.

Tout d'abord, la distinction entre multiplet chirale et multiplet scalaire dans le vocabulaire du "supersymétricien" ne s'impose plus.

En effet, un multiplet chirale est un multiplet $\phi = (A, B, \psi, F, G)$ où ψ est un spineur, où A et F sont des scalaires et où B et G sont des pseudoscalaires. Ceci devient, en notation complexe, un multiplet chirale complexe $\phi = (A, \psi, F)$ avec $A = A + i B$ et $F = F + i G$ à une normalisation près.

Un multiplet scalaire est un multiplet $\psi = (A, B, \psi)$ où les champs A, B , et ψ sont les mêmes que les champs du multiplet chirale (les champs F et G auxiliaires ont disparu). En notation complexe ceci devient le multiplet scalaire $\psi = (A, \psi)$ où A est un scalaire complexe et ψ un spineur.

Wess et Zumino construisent un lagrangien qui décrit l'interaction d'un multiplet vecteur (le multiplet général contient un champ vectoriel c'est pourquoi à cette étape du développement le multiplet général s'appelle aussi multiplet vecteur, c'est une question de vocabulaire) avec deux multiplets scalaires φ_1 et φ_2 qui peuvent être aussi considérés comme les parties réelles et imaginaires respectives d'un multiplet scalaire φ . Ce lagrangien doit être invariant par transformation de jauge globale et par transformation de supersymétrie. Une transformation infinitésimale globale de jauge ordinaire s'écrit:

$$\delta A_\mu = \partial_\mu \Lambda \quad \delta S_1 = g \Lambda S_2 \quad \delta S_2 = -g \Lambda S_1$$

où S_1 et S_2 sont n'importe lesquels des champs des deux multiplets scalaires φ_1 et φ_2 , et g est la constante de couplage.

Ces transformations changent lorsqu'on effectue une transformation infinitésimale de supersymétrie.

En effet, en incorporant les transformations de supersymétrie, on aboutit à une transformation de jauge généralisée qui combine la transformation de jauge globale et la transformation de supersymétrie, où le paramètre scalaire Λ devient un multiplet scalaire à part entière $\Lambda \equiv \varphi = (A, B, \psi, F, G)$. En notant V le multiplet vecteur de composante $(C, \chi, A_\mu, M, N, \lambda, D)$, la transformation de jauge généralisée s'écrit:

$$\delta V = \partial \varphi \quad \delta \varphi_1 = g \varphi \cdot \varphi_2 \quad \delta \varphi_2 = -g \varphi \cdot \varphi_1$$

Avec des lois de transformation sur les composantes qu'on peut trouver dans la référence ().

Si le lagrangien est invariant par transformation de jauge et par transformation de supersymétrie il est invariant par la transformation généralisée. La méthode de Wess et Zumino consiste à construire deux multiplets vecteurs V_a et V_b à partir de φ_1 et φ_2 invariant par cette transformation de jauge généralisée.

Ils aboutissent à la possibilité de construire un lagrangien à partir de la composante D (dans l'appendice, on montre que la composante D d'un produit de multiplets vecteurs est une densité lagrangienne) invariant par la transformation généralisée:

$$\frac{1}{4} \left[V_a \cdot e^{2gV} + V_b \cdot e^{2gV} \right]$$

Auquel ils ajoutent un terme de masse plus le lagrangien libre pour le multiplet vecteur V qui sont tout deux invariants de jauge et par supersymétrie. Pour $g=0$, il est possible de montrer que la composante D de ce terme est égale à la somme des lagrangiens libres des deux champs scalaires de départ.

Ce lagrangien est une série infinie de puissances de g et contient des couplages apparemment non renormalisables.

Wess et Zumino choisissent alors une jauge spéciale combinaison des deux transformations précédentes. Avec les lois de transformations de la jauge généralisée sur les composantes de V on amène les champs C, χ, M et N à zéro:

$$C = \chi = M = N = 0$$

c'est la jauge de Wess et Zumino qui leur permet d'écrire un lagrangien sous forme polynomiale.

Avec cette jauge le multiplet vecteur se réduit à:

$$(A_\mu, \lambda, D)$$

A_μ est un champ vectoriel

λ est un champ spinoriel

D est un champ pseudoscalaire

Dans cette jauge de Wess et Zumino seule la composante D de v^2 ne s'annule pas alors que toutes les autres puissances entières de V s'annulent. Dans cette jauge, le lagrangien peut s'écrire de manière polynomiale à partir de:

$$\begin{aligned} & \frac{1}{4} (v_a + v_b) + \frac{1}{2} g (v_a - v_b) \cdot v + \frac{1}{2} g^2 (v_a + v_b) \cdot v^2 \\ &= \frac{1}{2} v_I + g v_{II} + g^2 v_I \cdot v^2 \end{aligned}$$

avec un terme de masse, plus le lagrangien libre du multiplet vecteur V . Ce dernier lagrangien est développé dans l'appendice. Il est possible d'éliminer les champs auxiliaires grâce à leurs équations de mouvement et on obtient un lagrangien invariant de jauge, supersymétrique, qui traduit l'interaction entre un multiplet scalaire complexe $\phi = (A, B, \psi)$ et un multiplet vecteur (A_μ, λ) écrit dans la jauge de Wess Zumino.

Wess et Zumino concluent qu'ils ont construit un modèle supersymétrique invariant de jauge en faisant interagir un multiplet complexe, ou deux multiplets scalaires réels, avec un multiplet vecteur considéré dans une jauge particulière, la jauge de Wess et Zumino. Ils ont de plus montré que leur modèle est renormalisable.

Ces résultats sont importants car ils permettent la construction de modèles (lagrangiens) supersymétriques invariants de jauge et permettent de considérer l'extension supersymétrique du modèle standard. La construction de lagrangiens supersymétriques se fait toujours à partir de l'interaction entre un multiplet scalaire et un multiplet vecteur dans la jauge de Wess et Zumino. Ce résultat peut être généralisé aux théories de jauge non abéliennes avec des conséquences importantes sur le spectre de particules.

d) La généralisation aux théories de Yang et Mills

i) Le spectre des particules supersymétriques

Dans la référence (12), Ferrara et Zumino construisent des théories invariantes par transformation de supersymétrie et par transformation de jauge non abélienne du type de Yang et Mills. Ils utilisent le formalisme des superchamps et des superspaces introduit par Salam et Strathdee, formalisme qui ne sera pas développé ici (13).

Comme dans le cas précédent de transformation abélienne, la transformation de jauge non abélienne et la transformation de supersymétrie se combinent pour donner une transformation généralisée. De même, il est possible de formuler un lagrangien invariant qui est une série infinie des puissances

de g et encore une fois la jauge de Wess et Zumino permet de l'écrire en termes de polynômes.

Le multiplet vecteur dans cette jauge particulière se réduit à un champ de Yang et Mills vectoriel et un spineur de Majorana qui appartiennent tous deux à la représentation régulière du groupe de jauge. Par conséquent, le lagrangien se réduit au lagrangien ordinaire de Yang et Mills pour ces champs et les auteurs concluent qu'une théorie de Yang et Mills avec un spineur de Majorana dans la représentation régulière est automatiquement invariante de supersymétrie. De plus, leur théorie est renormalisable et asymptotiquement libre.

Pour un multiplet vecteur $V = (A_\mu, \lambda, D)$ écrit avec le champ auxiliaire D on a le lagrangien dans la jauge de Wess et Zumino $C = M = N = \chi = 0$ invariant par transformation de jauge généralisée:

$$L_{YM} = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} - \frac{1}{2} i \bar{\lambda} \gamma^\mu D_\mu \lambda + \frac{1}{2} D^2$$

à un facteur constant près, avec:

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu + i g [A_\mu, A_\nu]$$

et la dérivée covariante $D_\mu \lambda$:

$$D_\mu \lambda = \partial_\mu \lambda + i g [A_\mu, \lambda]$$

Ensuite Ferrara et Zumino construisent l'interaction entre ce multiplet vecteur et les champs appartenant au multiplet scalaire. La construction est la même que dans le cas abélien précédent. Le multiplet scalaire appartient à une représentation régulière du groupe de jauge.

Pour un multiplet scalaire $\varphi = (A, B, \psi, F, G)$ Ferrara et Zumino trouvent un lagrangien avec des termes de masse:

$$\begin{aligned} & -\frac{1}{2} D_\mu A D^\mu A - \frac{1}{2} D_\mu B D^\mu B - \frac{1}{2} i \bar{\psi} \gamma^\mu D_\mu \psi + \frac{1}{2} F^2 + \frac{1}{2} G^2 \\ & + g \bar{\lambda} [A + \gamma_5 B, \psi] + i g D[A, B] + m (FA + GB - \frac{1}{2} i \psi \psi) \end{aligned}$$

où $D_\mu A = \partial_\mu A + i g [A_\mu, A]$ est la dérivée covariante qui permet de formuler les interactions entre les champs des multiplets.

Ce lagrangien est invariant de jauge et de supersymétrie de plus il est renormalisable.

Ainsi pour construire des théories de jauge supersymétriques il faut considérer l'interaction d'un multiplet vecteur $V \equiv (A_\mu, \lambda)$ dans la jauge de Wess et Zumino avec un multiplet scalaire $\varphi \equiv (A, \psi)$.

Quand on utilise ce résultat pour le modèle standard il est facile de voir qu'il faut introduire un spectre de particules nouvelles.

En effet, dans le modèle standard, les champs vectoriels de jauge appartiennent à la représentation adjointe du groupe de jauge tandis que les champs de fermions, où de matières, n'appartiennent pas à cette représentation. Ils appartiennent à la représentation régulière du groupe de jauge.

Autrement dit, ils ne peuvent pas apparaître dans la même représentation. Par conséquent, ils ne peuvent pas être partenaires supersymétriques l'un de l'autre car alors il devrait être dans le même multiplet vecteur $V = (A_\mu, \lambda)$ de la représentation adjointe.

Donc le champ de fermions λ partenaire supersymétrique du champ vectoriel A_μ dans le multiplet vecteur est un nouveau champ du modèle: chaque champ vectoriel de jauge aura son partenaire supersymétrique de spin 1/2 qui ne pourra pas être un des fermions connus.

Les fermions et les bosons connus ne peuvent donc pas être partenaires supersymétriques. Pour ce qui est du vocabulaire on rajoute un suffixe ino à chaque partenaire supersymétrique d'une particule de jauge. Ainsi les partenaires supersymétriques des particules de jauge sont les jauginos - en particulier pour les gluons on aura les gluinos, pour les W et Z les Winos et les Zinos et pour le photon le photino.

De même, les champs de fermions ψ du multiplet scalaire cette fois $\phi = (\psi, A)$ seront les fermions du modèle standard et les champs scalaires de spin 0 seront leurs partenaires supersymétriques.

Toujours pour le vocabulaire on rajoute un s devant le nom d'un fermion pour avoir le nom de son partenaire supersymétrique: s pour scalaire. Le partenaire supersymétrique d'un fermion est un s-fermion ou sfermion en particulier sélectron, squarks etc ...

Le Higgs est un champ scalaire qui entre dans un multiplet scalaire avec un partenaire supersymétrique fermionique, le Higgsino. L'extension supersymétrique du modèle standard entraîne l'existence de deux doublets de Higgs et de leurs partenaires supersymétriques. En effet, un seul doublet de Higgs est nécessaire dans le modèle standard pour écrire tous les termes d'interaction de Yukawa fermion-Higgs, c'est à dire les termes de masses de Yukawa. Quand le Higgs acquiert une valeur non nulle dans le vide, les fermions acquièrent une masse. Par contre dans l'extension supersymétrique $N=1$ du modèle standard, tous les termes d'interaction fermion-Higgs ne sont pas permis car certains d'entre eux violent l'invariance par supersymétrie. La supersymétrie restreint les formes possibles de couplages nécessaires à la masse des fermions. Les termes de masses font intervenir des produits entre multiplets mais l'invariance par supersymétrie implique que le nombre de multiplets dans chacun de ces produits est limité à trois au maximum et que seuls les produits chiraux entre multiplets droits ou produits entre multiplets gauches sont permis. La solution minimale la plus simple pour obtenir des termes de masses pour tous les fermions est d'ajouter un doublet au secteur de Higgs. Au total deux doublets de Higgs sont nécessaires, un doublet pour les termes de masses des quarks de type u (de charge 2/3) et un doublet pour les termes de masses des quarks de type d (de charge -1/3).

Comme on vient de le voir, pour construire l'extension supersymétrique du modèle standard, il faut faire interagir des multiplets vecteurs dans la jauge de Wess et Zumino avec des multiplets scalaires.

Cette extension consiste en bosons de jauge A_μ^a et leurs partenaires fermioniques λ_α dans la représentation adjointe du groupe de jauge d'une part, en interaction avec des champs de matière venant des multiplets de matière, ou multiplets scalaires, qui contiennent des champs scalaires complexes A_i et des champs de fermions ψ_i qui se transforment selon une représentation différente de la représentation adjointe d'autre part.

Les extensions supersymétriques du modèle standard doivent appartenir à une classe de modèle invariant sous un groupe de transformations globales continues R identifié avec le groupe de conservation du nombre leptonique (ref 15). Après brisure de supersymétrie, il subsiste (ref. 15) une symétrie R discrète qui conduit à la conservation d'un nouveau nombre quantique, la R -parité, $R = -1$ pour les particules ordinaires non supersymétriques et $R = 1$ pour les particules supersymétriques. On peut définir la R -parité pour une particule de spin j , de nombre baryonique B et de nombre leptonique L :

$$R = (-1)^{2j+3B+L}$$

Ce nombre permet de distinguer les particules ordinaires de leurs partenaires supersymétriques et il se conserve multiplicativement. Ceci a des conséquences importantes. En effet, la conservation de R impose que les particules supersymétriques soient toujours produites par paires dans les expériences où il n'y a que des particules non supersymétriques dans l'état initial (nombre pair de particules supersymétriques dans l'état final). D'autre part, la conservation de R impose que les particules supersymétriques ne peuvent pas se désintégrer en particules non supersymétriques uniquement. Avant d'écrire un lagrangien décrivant l'extension supersymétrique du modèle standard, il faut connaître les masses des particules supersymétriques.

e) Les brisures de supersymétrie

Dans le spectre (basse énergie) des particules du modèle standard aucune particule supersymétrique n'a jamais été mise en évidence. La nature n'a pas montré de preuve pour l'existence de la supersymétrie.

Par conséquent, elle doit être fortement brisée à des échelles d'énergie de l'ordre de celles du modèle standard.

Les brisures spontanées de la supersymétrie permettent d'attribuer des masses différentes aux divers champs entrant dans les multiplets vecteurs et scalaires - c'est à dire qu'elles permettent de découpler les masses d'un même multiplet. Elles doivent rendre compte des masses des particules du modèle standard observées actuellement et elles doivent permettre de prédire les masses de leurs partenaires supersymétriques.

Il existe plusieurs moyens pour briser la supersymétrie - on peut les classer en trois grandes catégories:

- les brisures de type F (dues à O'Raifeartaigh ref. 16 et 17)
- les brisures de type D (dues à Fayet et Iliopoulos ref. 14)
- les brisures douces

Ces dernières nous conduiront à examiner un modèle simple de supergravité et le mécanisme de superHiggs qui permet de comprendre l'origine profonde de ce type de brisure de supersymétrie.

i) Les brisure de type F , le modèle de O'Raifeartaigh

O'Raifeartaigh part d'une généralisation du modèle de Wess et Zumino en faisant interagir plusieurs multiplets chiraux φ_a :

$$L = \frac{1}{2} \left[\varphi_a \cdot T \varphi_a \right]_F + \left[V(\varphi_a) \right]_F$$

$$\text{avec } V(\varphi_a) = \lambda_a \varphi_a + \frac{1}{2} m_{ab} \varphi_a \cdot \varphi_b + \frac{1}{3} g_{abc} \varphi_a \varphi_b \varphi_c$$

Les m , λ et g sont réels et totalement symétriques.

La supersymétrie sera spontanément brisée, c'est à dire que les masses des fermions et des scalaires apparaissant dans le même multiplet se séparent, si le minimum du potentiel $(V(\varphi_a))_F$ est positif ou encore si sa valeur moyenne dans le vide est positive.

Le lagrangien de O'Raifeartaigh fait interagir entre eux plusieurs multiplets scalaires par conséquent il y a plusieurs champs F et G apparaissant dans le potentiel $(V(\phi_a)_F)$. Ce potentiel remplit alors la condition de brisure spontanée. En effet, les valeurs moyennes dans le vide de tous les champs F et G ne sont pas tous simultanément nuls et donc la valeur moyenne dans le vide de $(V(\phi_a)_F)$ est non nulle et positive.

Ce modèle permet donc de briser la supersymétrie - elle est de type F car elle repose sur les valeurs moyennes des champs F auxiliaires des multiplets scalaires dans le vide.

On peut généraliser ce mécanisme aux multiplets scalaires intervenant dans l'extension supersymétrique du modèle standard.

Malheureusement ce type de brisure pose des problèmes. En effet, les formules de masses prévoient que les fermions aient une masse supérieure aux masses de leurs partenaires supersymétriques scalaires à l'intérieur d'un même multiplet par conséquent, un électron aurait une masse supérieure à celle du sélectron, de même celle des quarks serait supérieure à celle des squarks. Ce défaut peut être corrigé par des corrections radiatives ad hoc à rajouter au lagrangien de manière un peu arbitraire.

ii) Les brisures de type D à la Fayet-Iliopoulos

Fayet et Iliopoulos partent du modèle de super QED de Wess et Zumino développé dans les paragraphes précédents.

Ils ajoutent un terme ξD et obtiennent très simplement (ref. 11 et appendice) une séparation des masses des champs d'un même multiplet par un mécanisme qui ressemble au mécanisme de Higgs du modèle standard.

D est un champ pseudo scalaire complexe qui apparaît dans le multiplet général. Les calculs sont développés dans les appendices conformément à la référence (11).

Cette brisure spontanée de type D (car on rajoute au lagrangien de Wess et Zumino le terme ξD) sépare les masses des champs de multiplets scalaires et vecteurs. Elle donne une masse au champ vectoriel A_μ et permet de briser la symétrie de jauge.

Là aussi on peut vouloir généraliser au modèle standard supersymétrique mais encore une fois il y a des problèmes importants.

Tout d'abord en ajoutant un terme D on rajoute un groupe U(1) de symétrie, ou plus généralement un groupe de symétrie G avec un nombre quantique supplémentaire introduit par G. On doit alors considérer un nouveau boson de jauge neutre Z', qui ne gêne pas encore trop le schéma basse énergie.

Un problème plus grave avec ces modèles vient d'anomalies qui ne s'annulent pas. Pour tenter de résoudre ce problème il est possible d'ajouter encore des supermultiplets au modèle supersymétrique minimal mais "alors le sort de SU(3) x U(1) devient très incertain" (Lahanas et Nanopoulos de la ref. 8 et et ref 18) car les scalaires de ces multiplets supplémentaires viennent briser le groupe SU(3). Considérons la troisième catégorie de brisure de Supersymétrie.

iii) Les brisure douces de supersymétrie

Il faut alors envisager un nouveau schéma de brisure de supersymétrie. Il est suffisant de considérer l'addition de terme dit de brisure douce au lagrangien c'est à dire des termes qui n'introduisent pas de divergences, d'anomalies et ne génèrent pas de théories non renormalisables. Lahanas et Taylor ont envisagé (ref. 18) des lagrangiens supersymétriques basés sur SU(3) x SU(1) et ont montré qu'une brisure douce de supersymétrie pouvait amener à des modèles phénoménologiquement acceptables.

Giradello et Grisaru (ref. 19) ont cherché tous les termes explicites possibles de brisure douce de la supersymétrie:

$$\tilde{M}_1 \text{Re } A^2 + \tilde{M}_2 J_m A^2 + c (A^3 + \text{h.c.})$$

$$+ \tilde{M}_3 (\lambda^a \lambda^a + \bar{\lambda}^a \bar{\lambda}^a) + \tilde{M}_4 (\lambda' \lambda' + \bar{\lambda}' \bar{\lambda}')$$

où A^2 et A^3 sont des combinaisons invariantes par transformation du groupe de jauge des champs scalaires A_i .

Les effets de ces termes sont de briser la supersymétrie et de séparer les masses des champs des multiplets.

Le paramètre \tilde{M}_1 sépare la masse des scalaires A_i de leurs partenaires supersymétriques fermioniques ψ .

Les champs complexes A_i peuvent être vus comme les sommes de deux champs réels de spin réel et le paramètre \tilde{M}_2 sépare les masses de ces deux champs.

\tilde{M}_3 et \tilde{M}_4 sont les termes de masses des jauginos.

Ces termes de brisures douces doivent être invariants par transformation de jauge ordinaire.

Ces derniers schémas sont restés longtemps sans justifications théoriques profondes. C'est sans doute pour cette raison qu'ils ont été peu utilisés pour fabriquer des modèles phénoménologiquement acceptable. La situation a évoluée.

Il est maintenant intéressant de considérer les effets des brisures spontanées de supergravité couplées à un multiplet de matière et d'examiner la théorie effective basse énergie qui en résulte. On voit alors apparaître des théories avec des supersymétries globales (par opposition à des supersymétries locales) plus des termes de brisure douce de la forme introduite par Giradello et Grisaru (ref. 19 et appendice de Haber et Kane de la ref. 8). C'est pourquoi on va parler souvent de modèle de supergravité basse énergie.

Dans les paragraphes qui suivent on va introduire des notions très simples de supergravité (supersymétrie locale) et essayer d'aborder les brisures spontanées de supergravité couplées à la matière. L'intérêt de l'introduction de la supergravité réside sur la possibilité de cet effet superHiggs et de ses conséquences.

On ne rentrera toutefois pas trop dans les détails car le développement des théories de supergravité donnent lieu à une littérature extrêmement abondante et à des calculs fastidieux (P. van Nieuwenhuizen et références à l'intérieur de la ref. 8 et ref. 23 à 39).

5 - La Supergravité

a) L'algèbre de supersymétrie locale

Jusqu'ici la supersymétrie dont il était question entre fermions et bosons était une symétrie globale qui ne dépendait pas de x^μ .

Si l'opération successive de deux transformations de supersymétrie revient à une translation:

$$(Q_\alpha Q_\beta + Q_\beta Q_\alpha) \rightarrow (x^\mu \rightarrow x^\mu + a^\mu)$$

cette translation ne dépend pas du point d'espace temps où est effectuée la transformation de supersymétrie.

On peut vouloir maintenant passer à des transformations locales de supersymétrie c'est à dire à des transformations qui dépendent cette fois du point de l'espace temps. On peut montrer (par exemple P. van Nieuwenhuizen de la ref. 8) qu'une algèbre de Poincaré avec une supersymétrie locale contient la théorie de la relativité générale d'Einstein candidate à la description des interactions gravitationnelles. D'où le nom de supergravité pour les supersymétries locales - une supersymétrie locale $N = 1$ sera une supergravité $N = 1$.

Le passage d'une symétrie globale à une symétrie locale se justifie ainsi seulement a posteriori (comme c'est le cas aussi pour le passage d'une théorie de jauge globale à une théorie de jauge locale) car elle permet d'inclure la gravitation telle que la décrit la relativité générale d'Einstein.

Pour introduire la supergravité partons à nouveau de l'algèbre de Poincaré que nous avons étendue pour obtenir notre algèbre de super Poincaré $N = 1$ globale autrement dit notre algèbre de supersymétrie:

$$[P_m, Q_\alpha] = 0$$

$$\text{extension} \quad [M_{mn}] = -(\sigma_{mn})_\alpha \quad \sigma_{mn} = \frac{1}{4} i [\gamma_m, \gamma_n]$$

$$[Q_\alpha, Q_\beta] = -2 \gamma_{\alpha\beta}^m P_m$$

$$[P_m, P_n] = 0$$

Poincaré

$$[M_{mn}, P_\rho] = -i (\eta_{me} P_n - \eta_{ne} P_m)$$

$$[M_{mn}, M_{\rho\sigma}] = i (\eta_{ms} M_{n\rho} + \eta_{n\rho} M_{ms} - \eta_{m\rho} M_{ns} - \eta_{ns} M_{m\rho})$$

Notre algèbre de superpoincaré $N = 1$ a pour générateur P_m, M_{mn}, Q_α et génère le groupe de Lie à quatorze paramètres

Dix pour les translations, rotations et boosts (algèbre de Lie et Poincaré).

Quatre pour le caractère spinoriel "translations" Q_α

L'élément du groupe s'écrit:

$$G(\alpha^m, \lambda^{mn}, \epsilon) = \exp \left[i \alpha^m P_m - \frac{1}{2} \lambda^{mn} M_{mn} + i \bar{\epsilon} Q \right]$$

où ϵ est le paramètre spinoriel (intervenant dans l'algèbre de Grassman et/ou pour définir le superspace).

Dans cette algèbre les paramètres $\alpha^m, \lambda^{mn}, \epsilon$ ne dépendent pas des points de l'espace temps on parle de supersymétrie globale ou rigide.

Quand ces paramètres deviennent dépendants du point de l'espace temps, la supersymétrie devient locale et c'est dans ce cas qu'une théorie de la gravitation est engendrée.

Pour illustrer un peu ce qui se passe, on considère un groupe de jauge ordinaire à n-paramètre avec les générateurs T^a .

Si des champs se transforment localement par ce groupe, ϕ se transformant en $\exp(-i g \omega^a(x) T^a) \phi$, alors les bosons vecteurs de la théorie de jauge sont impliqués dans une transformation:

$$A_\mu \rightarrow A_\mu + \delta A_\mu$$

où

$$A_\mu = A_\mu^a T^a$$

et

$$\delta A_\mu = \partial_\mu \omega - i g [A_\mu, \omega]$$

l'élément ω est défini comme $\omega \equiv \omega^a T^a$

Dans la supersymétrie locale on peut généraliser ceci en définissant de manière similaire:

$$\omega = \alpha^m P_m - (\lambda^{mn}/2) M_{mn} + \epsilon Q$$

et associer à chaque générateur de l'algèbre de super Poincaré locale $N = 1$, un champ de jauge de manière à avoir en analogie avec la définition de A_μ :

$$V_\mu = e_\mu^m P_m - 1/2 \omega_\mu^{mn} M_{mn} + K \psi_\mu Q$$

e_μ^m sont les champs de "jauge" associés aux translations, ce sont les champs de la tétrade ou encore appelé vierbein (vielbein dans des théories avec des dimensions $D > 4$).

ω_μ^{mn} sont les champs de "jauge" associés aux rotations et aux boosts, on l'appelle souvent la connection de spin.

ψ_μ est un champ de "jauge" de spin 3/2 associés aux transformations supersymétriques locales correspondant à $Q_\alpha(x)$.

On note l'apparition de la constante K dimensionnée pour que les termes avec $K\psi_\mu$ apparaissent avec les bonnes dimensions dans le lagrangien.

$$[K] \propto \frac{1}{M} \text{ a l'inverse d'une masse !}$$

La loi de transformation pour le vecteur $V_\mu \rightarrow V_\mu + \delta V_\mu$ avec:

$$\delta V_\mu = \partial_\mu \omega - i [V_\mu, \omega]$$

donne les lois de transformations par supersymétrie locale des champs de jauge:

$$\delta e_\mu^m = -2 i K \bar{\epsilon} \gamma^m \psi_\mu$$

$$\delta \psi_\mu = \frac{1}{K} (\partial_\mu \epsilon - \frac{i}{2} \omega_\mu^{mn} \sigma_{mn} \epsilon)$$

$$\delta \omega_\mu^{mn} = 0$$

La réalisation d'une théorie qui est invariante par cet ensemble de transformation est le lagrangien de pure supergravité $N = 1$:

$$L = \frac{1}{2K^2} e R - 2 \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} \bar{\psi}_\mu \gamma_5 \gamma_\nu D_\rho \psi_\sigma$$

Ici e est le déterminant $e \equiv \det e^m_\mu$ et la correspondance scalaire est définie par :

$$R = e^\nu_m e^\mu_n R^{\mu n}_{\mu\nu}$$

$$\text{où la courbure } R^{\mu n}_{\mu\nu} = \left[\partial_\mu \omega^\mu_\nu + \omega^\mu_\mu{}^c + \omega^\mu_{\nu c} \right] - (\mu \rightarrow \nu)$$

$$D_\rho = \partial_\rho - \left(\frac{i}{2}\right) \omega^\mu_\rho \sigma_{\mu n}$$

Ce lagrangien est le lagrangien classique d'Einstein de la relativité générale plus une partie contenant le champ de Rarita Schwinger de spin 3/2 ψ_μ qu'on appelle gravitino et qui est le champ partenaire supersymétrique du graviton.

La formulation ordinaire de ce lagrangien classique d'Einstein est $1/(2K^2) \cdot R \cdot (g)^{1/2}$, mais en présence de fermions qui sont définis dans l'espace tangent, il faut introduire le formalisme de la tétrade e^m_μ au lieu de la métrique $g_{\mu\nu}$ avec $g_{\mu\nu} = e^m_\mu e^n_\nu \eta_{mn}$ où η_{mn} est la métrique de Minkowski, (pour plus de détail sur la gravité, voir les références) la courbure R dépend alors de e^m_μ et de la connexion de spin (ref. 21 et 22).

Le lagrangien classique d'Einstein, s'écrivant alors $1/(2K^2) e R$, inclu dans cette théorie de supersymétrie locale montre comment la gravitation peut y être incorporée. Ce résultat est important quand on cherche un moyen de décrire toutes les interactions dans un cadre unifié. L'apparition d'une constante dimensionnée est déjà une première indication que la supersymétrie locale nécessite la gravité. De plus avec le caractère locale des transformations, on pouvait s'attendre à ce que la gravité soit présente.

La gravité classique d'Einstein (ref. 21 et 22) interagissant avec un modèle renormalisable décrivant les champs de matière (modèle standard par exemple) n'est pas renormalisable au niveau quantique.

Mais les théories de supergravité $N = 1$ couplées à la matière sont phénoménologiquement acceptables grâce en partie à l'existence de effet superHiggs, bien que ces théories souffrent aussi de divergences. Elles conviennent comme théories effectives à des énergies inférieures à la masse de Planck (encore une fois l'effet superHiggs dans une supergravité $N=1$ couplée à la matière permet l'existence de ces théories effectives) et elles doivent être incorporée à une théorie finie décrivant la physique à des échelles d'énergie de l'ordre de cette masse de Planck.

L'intérêt physique que suscite le développement des théories de supergravité $N=1$ réside essentiellement dans l'existence du mécanisme de super Higgs. La description de cet effet superHiggs va être abordée dans les prochains paragraphes avec pour but d'aboutir à une théorie de supergravité $N=1$ basse énergie du modèle standard.

b) Couplage de la matière à la supergravité $N = 1$

En "jaugeant" dans le paragraphe précédent l'algèbre de Superpoincaré on est conduit à une théorie de la gravité avec les champs (Lahanas et Nanopoulos de la ref. 8):

e^m_μ jouant le rôle du champ de jauge associé aux translations locales - on l'appelle la tétrade - (le vierbein)

ψ_μ un champ de spin 3/2 relié aux transformations de supersymétrie

Ces deux champs appartiennent au même supermultiplet de supergravité $N = 1$ on l'appelle multiplet de gravité (tableau sur le multiplet de gravité de l'appendice).

Il est possible d'ajouter à ce multiplet des champs auxiliaires pour fermer l'algèbre de supersymétrie locale sans passer par leurs équations de mouvement.

Ces champs auxiliaires sont:

un champ de vecteur A_m
 un champ scalaire S
 un champ pseudoscalaire P

Passons au multiplet de matière Σ qui contient comme d'habitude (on change les notations pour adopter celle des ref):

un champ scalaire complexe $z = A + iB$
 un fermion χ
 un champ auxiliaire complexe $h' = F' + iG'$

Avec des lois de transformations généralisées au cas local. Sans s'occuper pour l'instant de la structure de jauge interne et en l'absence du multiplet de matière, le lagrangien de supergravité, invariant par ces lois de transformations, s'écrit:

$$L = - \left(\frac{1}{2K} \right) eR - \frac{1}{2} e^{\mu\nu\rho\sigma} \bar{\psi}_\mu \gamma_5 \gamma_\nu D_\rho \psi_\sigma - \frac{1}{3} e (S^2 + P^2 - A^2 m)$$

le dernier terme étant la partie consacrée aux champs auxiliaires.

Comme d'habitude leur élimination est aisée si on part de leur équation du mouvement $A = S = P = 0$ ce qui simplifie les lois de transformations.

Maintenant, quand on introduit la matière par le multiplet scalaire $\Sigma \equiv (z, \chi, h')$ précèdent, on peut vérifier que l'action suivante est invariante par transformation locale de supersymétrie:

$$S = \int d^4 x e \left[F' + \frac{1}{2} \bar{\psi}_\mu \gamma^\mu \chi + \frac{1}{2} \bar{\psi}_\mu \sigma^{\mu\nu} (A - i\gamma_5 B) \psi_\nu + SA + PB \right]$$

$$= \int d^4 x e \{ \Sigma \}$$

en principe c'est tout ce dont nous avons besoin pour construire des actions invariantes. Pour un multiplet scalaire Σ toutes ces puissances Σ^m sont des multiplets scalaires et on peut à partir de Σ construire un multiplet $T(\Sigma)$ qui contient les dérivées des composantes de Σ .

On peut par conséquent écrire une action plus générale, invariante par transformation locale:

$$S = \sum_{n,m} a_{n,m} \int d^4 x e \{ \Sigma^n T(\Sigma^m) \} + \sum_n b_n \int d^4 x e \{ \Sigma^n \}$$

où $a_{n,m}$ et b_n sont arbitraires.

Cette dernière action S peut être écrite en termes de composantes des champs en éliminant les champs auxiliaires. Il faut alors faire intervenir les deux fonctions suivantes:

$$\begin{aligned}\varphi(zz^*) &= \sum_{n,m} a_{n,m} z^n z^{*m} \\ g(z) &= \sum_n b_n z^n \quad \text{superpotentiel}\end{aligned}$$

avec $z = A + iB$. L'hermiticité et la conservation de la parité imposent que $a_{m,n}$ soit réel et symétrique: $\varphi(zz^*)$ est une fonctionnelle et on ne retiendra pour les mêmes raisons que la partie réelle.

Dans la référence (Lahannas et Nanopoulos de la ref. 8 et ref. 26), on transforme les champs pour obtenir une forme de lagrangien plus maniable. on aboutit à un lagrangien qui dépend de φ et g à travers la fonction:

$$\begin{aligned}G(zz^*) &= 3 \text{Log}(-\varphi/3) - \text{Log} \frac{1}{4} |g(z)|^2 \\ &= J - \text{Log} \frac{1}{4} |g(z)|^2\end{aligned}$$

et de ses dérivées.

On n'écrit pas le lagrangien qu'on peut séparer en un lagrangien de boson et un lagrangien fermionique (ref. 26 et Lahanas Nanopoulos de la ref. 8):

$$L = L_B + L_F$$

La théorie ne dépend que de la fonction réelle $G(zz^*)$.

Les champs scalaires z et z^* engendrent un objet mathématique qu'on appelle variété de Kahler avec un tenseur de Ricci donnée par $G_{z\bar{z}}$ où $G = \partial G / \partial z$.

La fonction G est appelée potentielle de Kahler et le tenseur de Ricci de cette variété est: $R_{z\bar{z}} = \partial \bar{\partial} \text{Log} G$.

Quand cette courbure $R_{z\bar{z}}$ est proportionnelle à $G_{z\bar{z}}$ on parle d'un espace d'Einstein et la variété est une variété de Kahler-Einstein.

Le lagrangien $L = L_B + L_F$ est invariant par transformations de supersymétries locales qui peuvent elles aussi se réécrire en terme de potentiel de Kahler et de ses dérivées.

L est la théorie la plus simple de supergravité $N = 1$ incluant juste un multiplet scalaire. On n'a considéré aucun groupe de jauge pour le moment.

Si on s'inquiète maintenant des échelles d'énergie il faut remarquer que même en présence d'une structure de jauge interne on ne voit pas comment une échelle typique de $\sim M_W$ peut être incorporée dans une théorie de supergravité $N = 1$ dont l'échelle typique est la masse de Planck.

Il est clair qu'une autre échelle de masse est nécessaire si on veut utiliser ces théories aux énergies de l'ordre de M_W .

Une théorie de supergravité spontanément brisée doit nous fournir une échelle de masse convenable aussi basse que M_W si la supersymétrie locale est brisée à une échelle qui soit la moyenne géométrique des échelles M_W et M_P .

Dans ce but on va maintenant examiner la brisure spontanée de supergravité dans la théorie $N = 1$ précédente.

c) L'effet Super Higgs

La description complète de cet effet peut se trouver dans la référence (26). La théorie que nous avons construite avec les multiplets:

$$\begin{array}{c} | \\ \mu \end{array}$$

gravité	e_m	champ de tetrade (ou Vierbein) de spin 2
	ψ_μ	champ de gravitino de spin 3/2
matière	$z = A + iB$	champ scalaire complexe
	χ	champ de spin 1/2

n'est pas définie de manière unique puisqu'il reste l'arbitraire du potentiel de Kahler G qui n'est pas donnée par la théorie et qui peut être choisie à volonté.

On peut (ref. 26) toujours choisir une condition de normalisation de la fonction G en choisissant une fonction φ de la manière suivante:

$$\varphi = -3 \exp\left(-\frac{1}{6} z z^*\right)$$

ce qui implique:

$$G = -\frac{1}{2} z z^* - \text{Log} \frac{1}{4} |g(z)|^2$$

ce qui donne une variété de Kahler plate puisque dans ce cas la courbure de la variété R_{zz^*} s'annule pour tout $z z^*$.

La brisure spontanée de la supersymétrie locale $N = 1$ a lieu si le champ auxiliaire h' du multiplet scalaire reçoit une valeur moyenne dans le vide $\langle h' \rangle_0$ non nulle.

Pour que ceci arrive, la fonction $g(z)$ au minimum z_0 doit être non nulle. Les équations du mouvement pour les champs auxiliaires h' montrent que $\langle h' \rangle_0$ est proportionnel à $g(z_0)$ ce qui implique que:

$$\exp(-G_0/2) = (-3/\varphi_0)^{3/2} g_0/2$$

On peut alors montrer que le potentiel de la théorie s'annule au minimum z_0 :

$$V(z) \big|_{\text{minimum}} = e^{-G} (3 + G_z G_z^* G_{zz}^{-1}) \big|_{\text{minimum}} = 0$$

et avec la condition sur $e^{-G_0/2}$ on obtient:

$$h'(z) \big|_{z_0} = \frac{3}{2} g^*(z) \frac{G_z}{\varphi} G_{zz^*} \big|_{z_0} \neq 0.$$

On obtient une brisure spontanée de la supersymétrie locale, c'est l'effet superHiggs.

Le champ χ du multiplet scalaire peut être éliminé par la transformation de supersymétrie locale et être absorbé par le champ de gravitino.

Ce dernier doit devenir massif et possède finalement quatre degrés de libertés (spin $\pm 3/2, \pm 1/2$) compensant la disparition du champ de matière fermionique χ . C'est exactement l'analogie de ce qui se passe dans les théories de jauge ordinaires où les bosons de Goldstone des théories de jauge spontanément brisés sont absorbés par les bosons de jauge pour leur donner une masse. Dans ce cas, le Goldstino de la supersymétrie locale spontanément brisée est absorbé par le gravitino, c'est l'effet superHiggs.

Il est possible de montrer que la masse du gravitino devient:

$$M_{3/2} = (e^{-G/2})_{z_0}$$

Tandis que le graviton reste de masse nulle. les masses des champs du multiplet de supergravité se sépare d'une quantité égale à la masse du gravitino. On peut d'autre part montrer que pour le golstino:

$$\langle \delta \chi \rangle_0 = m_S^2 \epsilon + \text{d'autres termes}$$

m_S caractérisant le paramètre de brisure de supersymétrie.

$M_{3/2}$ est de l'ordre de m_S^2 ou encore m_S^2/M_P en

réintroduisant les dimensions.

Si $m_S \sim M_P$ alors $M_{3/2} \sim M_P$ et la théorie n'a pas de sens au moins dans le cadre de variété de Kähler Plate pour des champs observables.

Néanmoins si $m_S \sim 10^{10-11} \text{ GeV} \sim (M_W M_P)^{1/2}$ alors la masse du gravitino arrive à l'échelle M_W .

La brisure du caractère locale de la supergravité survient dans le secteur de la gravitation qui interagit très faiblement avec les champs de matière. Ce couplage faible de la gravitation λ_{grav} permet l'émergence d'une échelle d'énergie de l'ordre de celle du modèle standard même si l'échelle de la brisure de la supersymétrie m_S est grande (10^{10-11} GeV).

C'est un acquis très intéressant de l'effet superHiggs. En brisant la supergravité - ie le caractère locale de la supersymétrie - on a engendré une échelle de masse assez basse et les théories caractérisées par cette échelle de brisure de supersymétrie peuvent fournir un cadre pour unifier les forces électrofaibles et gravitationnelles.

On obtient un gravitino massif tandis que le graviton reste de masse nulle. Le fermion χ a complètement disparu du lagrangien par redéfinition du champ de gravitino.

Pour ce qui est du spectre de masse des champs scalaires restant à considérer on peut montrer que pour une variété plate $R_{zz}^* = 0$:

$$M_A^2 + M_B^2 = M_{3/2}^2$$

Ce résultat est important. Quand on construit des modèles réalistes on sait que les superpartenaires des quarks et des leptons se séparent naturellement de leurs partenaires fermioniques d'une quantité de l'ordre de la masse du gravitino.

La différence de masse entre fermions et bosons est limitée par la hiérarchie

$$m_{3/2} = O(M_W)$$

d) Une généralisation aux théories de Yang et Mills

Jusqu'ici on a seulement considéré le modèle de supergravité $N = 1$ le plus simple avec juste un supermultiplet chirale scalaire et sans structure de jauge interne.

On peut généraliser le cas le plus simple en incluant un groupe de jauge interne et plusieurs multiplets chiraux:

$$\Sigma_i \sim (z_i, \chi_i, h_i)$$

Les caractéristiques du paragraphe précédent ne changent pas.

On voit apparaître encore une fois des fonctions $\phi(zz^*)$ et $g(z)$ plus cette fois une fonction $f_{\alpha\beta}(z)$ où α et β sont des indices de groupe de jauge.

$f_{\alpha\beta}(z)$ est une densité arbitraire des champs z qui se transforme comme la représentation adjointe du groupe de jauge.

Dans les références (24,25 et 27 à 29), on peut obtenir les lois de transformation des supermultiplets chiraux et vecteurs qui s'introduisent et on peut trouver un lagrangien qui tient compte des composantes des multiplets et qui dépend d'un potentiel de Kahler, de ses dérivées et de la fonction $f_{\alpha\beta}(z)$.

Le lagrangien fait intervenir des dérivées covariantes par rapport au groupe de jauge. De ce lagrangien (ref. 29), on peut extraire le terme potentiel qui s'exprime au moyen de G et de ses dérivées. Le potentiel contient les générateurs T^α du groupe de jauge, la constante de couplage \tilde{g} et la fonction $f_{\alpha\beta}$.

L'effet de superHiggs fonctionne dans ce cas aussi (ref. 28 et 29).

C'est à partir de ces constructions que l'on bâtit des modèles d'interactions électrofaibles et fortes dans une supergravité $N = 1$.

A chaque fois il faut se donner une fonction $g(z)$ (le superpotentiel) des champs scalaires pour pouvoir exprimer une fonction G (le potentiel de Kahler) des champs scalaires et induire un mécanisme de superHiggs. C'est à partir de G que s'exprime la théorie de supergravité $N = 1$.

La théorie de supergravité $N = 1$ et l'effet superHiggs s'accrochent très bien de la présence d'un groupe de jauge.

L'effet super-Higgs justifie sur le plan théorique l'apparition de termes à la Girardello et Grisaru (paragraphe précédent) assurant les brisures douces de supersymétrie globale. On aboutit ainsi à une théorie dite de supergravité basse énergie bien que le caractère local n'intervienne plus dans la supersymétrie. Les modèles de supergravité basse énergie sont plus développés dans le paragraphe suivant.

e) Modèles de supergravité basse énergie

i) La théorie effective

Les modèles contiennent donc deux secteurs à cause de l'effet super Higgs et du couplage gravitationnel faible.

Un secteur dit caché responsable de la brisure spontanée de la supersymétrie locale par le mécanisme de superHiggs et un secteur dit observable contenant les champs de matière, c'est à dire les champs de quarks, leptons Higgs et multiplets de jauge avec leurs partenaires supersymétriques.

Ces deux secteurs ne communiquent que par interactions gravitationnelles faibles et les brisures de supersymétrie sont communiquées par ce moyen.

Il existe plusieurs moyens de les coupler (couplage permettant cette transmission de la brisure de supersymétrie). Un des plus couramment utilisés a été proposé pour les interactions électrofaibles avec une supersymétrie locale indépendamment par Arnowitt, Chamseddine et Nath d'une part et Barbieri, Ferrara Savoy d'autre d'autre part (ref. 28)

Ils fabriquent une théorie avec un superpotentiel très général:

$$f(z, y_a) = h(z) + g(y_a)$$

où $h(z)$ est la partie qui se rapporte au secteur caché et qui est responsable de la brisure spontanée de la supersymétrie locale, et g la partie impliquant

les champs du secteur observable à basse énergie. Dans une variété de Kahler plate en particulier pour une fonction g la plus générale possible:

$$g(H^C, H, Y) = -\lambda Y (HH^C - m^2)$$

où H et H^C sont deux doublets de Higgs avec des hypercharges opposées et Y est un singlet de $SU(2) \times U(1)$.

Le paramètre de masse m assure la brisure de $SU(2) \times U(1)$ par le terme $-m^2 Y$ et il assure l'ordre de grandeur de cette brisure à l'échelle M_W .

A basse énergie les champs scalaires complexes z se découplent du secteur observable c'est la brisure de supersymétrie locale.

Ce qui est maintenant remarquable c'est qu'on aboutit à une théorie dans laquelle la supersymétrie cette fois globale est brisée par des termes de brisures douces qui proviennent du potentiel contenant lui des termes dominés par la masse du gravitino.

Avec ce modèle l'effet de superHiggs et l'effet de Higgs peuvent coexister avec une échelle de brisure de supersymétrie 10^{10-11} GeV. Les termes dominés par la masse du gravitino contenue dans le potentiel de brisure douce de la supergravité entraîne une échelle M_W .

On peut envisager de se passer du terme m^2 dans $g(H, H^C, Y)$

c'est à dire de se passer de ce moyen pour briser la symétrie $SU(2) \times U(1)$ vers $U(1)$. Nilles, Srednicki et Wyler (ref 31 et 32) montrent qu'il s'avère possible d'induire cette brisure par des interactions gravitationnelles et ils proposent (ref 31 et 32) le terme:

$$g(H, H^C, Y) = \lambda Y H H^C + \frac{1}{3} \sigma Y^3$$

L'inconvénient est que le singlet Y de $SU(2) \times U(1)$ introduit pour briser cette symétrie détruit la hiérarchie de jauge que l'on voulait préserver c'est à dire que le modèle devient non naturel.

Par conséquent il faut abandonner le mécanisme de brisure de la symétrie électrofaible par le singlet Y et le remplacer par un autre mécanisme, tout en conservant les deux doublets de Higgs nécessaires au superpotentiel de la supersymétrie locale. Il existe donc des contraintes très sévères pour fabriquer des théories de jauge $SU(3) \times U(1)$ avec des supersymétries locales. La façon de voir une théorie électrofaible dans le cadre d'une supergravité $N = 1$ est alors de considérer une théorie effective (ref. 30 à 39) dans laquelle les degrés de liberté concernant les interactions gravitationnelles se découplent du secteur observable à des énergies très inférieures à l'échelle de la masse de Planck.

La physique de basse énergie hérite de la partie gravitationnelle les termes du potentiel de brisure douce dominés par la masse du gravitino et les termes de masse de jaugino. Cette forme de potentiel est correcte à des énergies inférieures à masse de Planck et on a supposé qu'elle est correcte jusqu'à la masse m_W . En fait, il faut considérer la renormalisation des phénomènes reliés aux interactions non gravitationnelles quand on passe des échelles de l'ordre de M_P à l'ordre M_W .

Ce sont ces renormalisations qui vont permettre la brisure de la symétrie électrofaible dans le cadre d'une supersymétrie locale (ref. 30 et 31) $N = 1$. En effet, d'une manière quantitative il faut considérer les équations du groupe de renormalisation (ref. 30 à 39 et ref. 8) pour une théorie $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ dans le cadre d'une supersymétrie locale avec le contenu minimal en champs décrit dans le paragraphe suivant avec deux doublets de champ scalaire H_1 et H_2 et leurs partenaires supersymétriques.

Ce sont les multiplets de supersymétrie du secteur observable qui ont survécu après la brisure de la supersymétrie locale à des échelles inférieures à la masse de Planck $\mu \sim M_P$.

Le secteur caché, responsable de la brisure du caractère local de la supersymétrie, est mis de côté. En conséquence les constantes liées au détail de ce secteur, comme par exemple la masse du gravitino, restent arbitraires. Elles interviennent comme paramètres dans l'expression (ref. 31 à 39) des superpotentiels puis dans les termes de brisure douce, ou termes de masses, des lagrangiens des champs de matière et des champs de jauginos.

A des échelles légèrement inférieure à la masse de planck, les paramètres de brisure sont égaux entre eux et les masses sont aussi toutes égales.

Mais à des échelles beaucoup plus petites les masses et les paramètres sont déterminés par leurs équations du groupe de renormalisation, l'égalité des masses servant la condition à l'origine $\sim M_P$.

Les termes de masses des jauginos doivent être aussi renormalisés.

La théorie basse énergie est ainsi vue comme une théorie effective de supergravité $N = 1$ (supersymétrie locale $N = 1$).

Les corrections radiatives aux termes de masses du modèle basse énergie permettent de briser la symétrie électrofaible à une échelle de l'ordre de 100 GeV.

Pour voir les conséquences d'une telle renormalisation, il suffit de considérer la théorie $SU(2) \times U(1)$ dans une supersymétrie locale $N=1$ avec le même contenu en champ précédent où un terme de potentiel plus simple peut être extrait du lagrangien (ref. 34 à 39 par exemple et ref. 8).

Les équations du groupe de renormalisation permettent alors de trouver les masses (ref. 34 à 39) des particules du secteur observable.

En ce qui concerne les termes de masses des jauginos on obtient des matrices de masse qui font intervenir des mélanges avec les Higgsinos. et des paramètres de brisure.

Ainsi pour les matrices de masse des charginos dans la base $\tilde{W}^\pm \tilde{H}^\pm$ on a:

$$\begin{array}{cc} \tilde{W}^- & \tilde{H}^- \\ \tilde{W}^+ & \tilde{H}^+ \end{array} \begin{bmatrix} M_Z & -\frac{i}{\sqrt{2}} g_2 \langle H_1^0 \rangle \\ -\frac{i}{\sqrt{2}} g_2 \langle H_2^0 \rangle & m_4 \end{bmatrix}$$

$$\text{avec } \tilde{W}^\pm = (\tilde{W}_1 \mp \tilde{W}_2) \frac{1}{\sqrt{2}}$$

Pour les neutralinos on peut déjà définir des états:

$$\tilde{\chi} = i \begin{bmatrix} -\sin \theta & \tilde{H}_2^0 + \cos \theta \tilde{H}_1^0 \end{bmatrix}$$

$$\tilde{\alpha} = i \begin{bmatrix} \cos \theta & \tilde{H}_2^0 + \sin \theta \tilde{H}_1^0 \end{bmatrix}$$

et on obtient la matrice de masse des neutralinos dans la base $\tilde{W}_3, \tilde{B}, \tilde{\chi}, \tilde{\alpha}$:

$$\begin{bmatrix} M_2 & 0 & -m_W & 0 \\ 0 & M_1 & m_W \tan \theta_W & 0 \\ -m_W & m_W \tan \theta_W & -m_4 \sin 2\theta & m_4 \cos 2\theta \\ 0 & 0 & m_4 \cos 2\theta & m_4 \sin 2\theta \end{bmatrix}$$

ii) Récapitulatif

Récapitulons, le modèle standard $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ dans une supersymétrie locale $N = 1$ (dans le cadre d'une supergravité $N = 1$) est construit avec un ensemble minimal de champs qui sont donnés maintenant pour le secteur observable.

On note \tilde{u} , \tilde{d} , \tilde{s} , \tilde{c} , \tilde{b} , \tilde{t} , les partenaires supersymétriques de u , d , s , c , b , t en général on écrit \sim pour spécifier le partenaire supersymétrique d'une particule modèle standard.

Les indices $\tilde{\lambda}_{L,R}$ des particules scalaires partenaires supersymétriques de λ indiquant que l'on prend le partenaire de la composante gauche ou droite de λ . Bien entendu les particules scalaires ne portent pas d'hélicité.

a) multiplets vecteur (secteur de jauge)

bosons de jauge
champ vectoriel spin 1

G_{μ}^a gluons

W^{\pm} , Z bosons de $SU(2)$

γ photon

fermions de jauge
champ de spineur spin 1/2

\tilde{G}_{μ}^a gluinos

\tilde{W}^{\pm} , \tilde{Z} winos, Zino

$\tilde{\gamma}$ photinos

b) multiplets scalaires (secteur de matière)

leptons spin 1/2

$$\begin{bmatrix} \nu_e \\ e \end{bmatrix}_L, \begin{bmatrix} \nu_{\mu} \\ \mu \end{bmatrix}_L, \begin{bmatrix} \nu_{\tau} \\ \tau \end{bmatrix}_L$$

e_R , μ_R , τ_R

sleptons spin 0

$$\begin{bmatrix} \tilde{\nu}_e \\ \tilde{e} \end{bmatrix}_L, \begin{bmatrix} \tilde{\nu}_{\mu} \\ \tilde{\mu} \end{bmatrix}_L, \begin{bmatrix} \tilde{\nu}_{\tau} \\ \tilde{\tau} \end{bmatrix}_L$$

\tilde{e}_R , $\tilde{\mu}_R$, $\tilde{\tau}_R$, R

quarks spin 1/2

$$\begin{bmatrix} u \\ d \end{bmatrix}_L, \begin{bmatrix} c \\ s \end{bmatrix}_L, \begin{bmatrix} t \\ b \end{bmatrix}_L$$

u_R , d_R , c_R , s_R , t_R , b_R

squarks spin 0

$$\begin{bmatrix} \tilde{u}_L \\ \tilde{d}_L \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} \tilde{c}_L \\ \tilde{s}_L \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} \tilde{t}_L \\ \tilde{b}_L \end{bmatrix}$$

\tilde{u}_R , \tilde{d}_R , \tilde{c}_R , \tilde{s}_R , \tilde{t}_R , \tilde{b}_R

c) multiplets scalaires

doublets de Higgs
spin 0

Higgsinos
spin 1/2

$$\begin{array}{ccc}
H_1 & \begin{bmatrix} H_1^0 \\ H_1^- \end{bmatrix} & \bar{H}_1^0 \begin{bmatrix} \bar{H}_1^0 \\ \bar{H}_1^- \end{bmatrix} \\
& & L \\
H_1 & \begin{bmatrix} H_2^+ \\ H_2^0 \end{bmatrix} & H_1 \begin{bmatrix} \bar{H}_2^+ \\ H_2 \end{bmatrix} \\
& & L
\end{array}$$

La supersymétrie locale ou la supergravité est brisée dans le secteur caché concernant les interactions gravitationnelles à une échelle inférieure à la masse de Planck: elle nous donne la masse du gravitino 3/2 et permet d'aboutir à une échelle de brisure de l'ordre de la symétrie électrofaible.

On se retrouve alors avec une théorie basse énergie de supersymétrie cette fois globale où la supersymétrie est brisée par des termes de brisure douce dominée par la masse du gravitino et des termes de masse des jauginos.

La brisure de la symétrie de jauge $SU(2) \times U(1)$ est assurée par les corrections radiatives. Elles permettent d'introduire l'échelle de la brisure à m_W et de trouver les masses des particules du secteur observable quand on passe de l'échelle m_P à l'échelle de m_W .

Ces renormalisations permettent de trouver les masses des jauginos et les masses des champs de matière. Ces théories sont des théories effectives de supergravité $N = 1$ du modèle standard. On parle aussi du modèle de supergravité basse énergie. Mais on a vu qu'il est équivalent de considérer une théorie de supersymétrie globale avec des brisures douces engendrées par des termes qui sont à priori arbitraires mais qu'on peut déterminer grâce aux brisures de supergravité.

Dans ce contexte, le fait de voir les lagrangiens comme résultant de l'interaction entre multiplets vecteurs et multiplets scalaires reste entièrement justifié et reste le seul moyen de construire des théories de jauge supersymétrique. Il faut ajouter des termes de masse et des termes de brisures douces pour compléter ce schéma. Dans le chapitre VI, un lagrangien est plus particulièrement écrit pour Héra.

Les différences fines entre les modèles sont commandées par les hypothèses sur la matrice de masse des jauginos.

On trouve dans la littérature des expressions différentes mais équivalentes pour des matrices de masse suivant la base choisie et les hypothèses faites. Toujours est-il qu'actuellement quand il est question de modèles supersymétrique et malgré toutes les hypothèses théoriques nécessaire à leur construction (comme on a pu le voir tout au long du chapitre), c'est à cette classe de modèles de supergravité basse énergie qu'on fait appel.

Pour tester la supersymétrie auprès des machines pp e^+e^- et ep les calculs de sections efficaces font référence à des modèles.

Bien entendu le collisionneur HERA n'échappe pas à cette règle et dans le chapitre VI il va être question de la manière de traiter la supersymétrie à HERA.

Dans ce chapitre on précisera le lagrangien et les règles de Feynman utilisées et les hypothèses faites sur les matrices de masses.

La situation expérimentale présente, quant à l'existence de particule supersymétrique est facile à résumer, puisqu'aucune particule prévue par cette extension n'a été jusqu'à aujourd'hui mise en évidence.

III- HERA et H1

1 - Le collisionneur HERA

a) Introduction

Depuis son origine l'expérimentation en physique des particules a constamment fait appel dans une très large mesure aux accélérateurs. Les principes de base pour l'accélération des particules s'ils n'ont pas profondément changé ont néanmoins permis de développer des techniques extrêmement fines. Les énergies atteintes aujourd'hui par les faisceaux de particules ont rendu nécessaire le développement des anneaux de stockage et/ou de collisions qui se représentent alors comme un des meilleurs moyens d'obtenir des interactions entre particules et d'explorer ainsi des propriétés de plus en plus profondes de la structure de la matière. La taille des anneaux de collisions et les énergies atteintes sont corrélées si bien qu'aujourd'hui la construction de telle machine impose un déploiement de moyens considérables, d'où le nombre plutôt restreint de projets à l'échelle mondiale. Parmi ces projets on peut citer les suivants dont certains déjà fonctionnent (ils sont notés avec *).

Au CERN

Lep I	anneaux e^+e^-	0.11 TeV
Lep II	anneaux e^+e^-	0.19 TeV
* SpS	anneaux $p\bar{p}$	0.63 TeV
LHC	anneaux $p\bar{p}$	20 TeV

Aux USA

(Fnal)	* Tevatron	anneaux $p\bar{p}$	2 TeV
	SSC	anneaux $p\bar{p}$	40 TeV

URSS(Serpukov)	UNK	anneaux $p\bar{p}$	6 TeV
----------------	-----	--------------------	-------

Une alternative à ces collisionneurs globalement circulaires a été réalisée à Stanford dans le développement de collisionneurs linéaires. SLC réalise des collisions e^+e^- à 0.1 TeV. Le principe est de réaliser des collisions avec deux faisceaux linéaires de particules. Il existe des projets pour étendre ce principe:

USA	"un" SLC	e^+e^-	1 TeV
Cern	CLIC		

Au milieu de tout ces projets il n'en existe qu'un seul qui soit consacré aux interactions électron proton (e-p). C'est le projet HERA de Hambourg pour des collisions à 0.3 TeV.

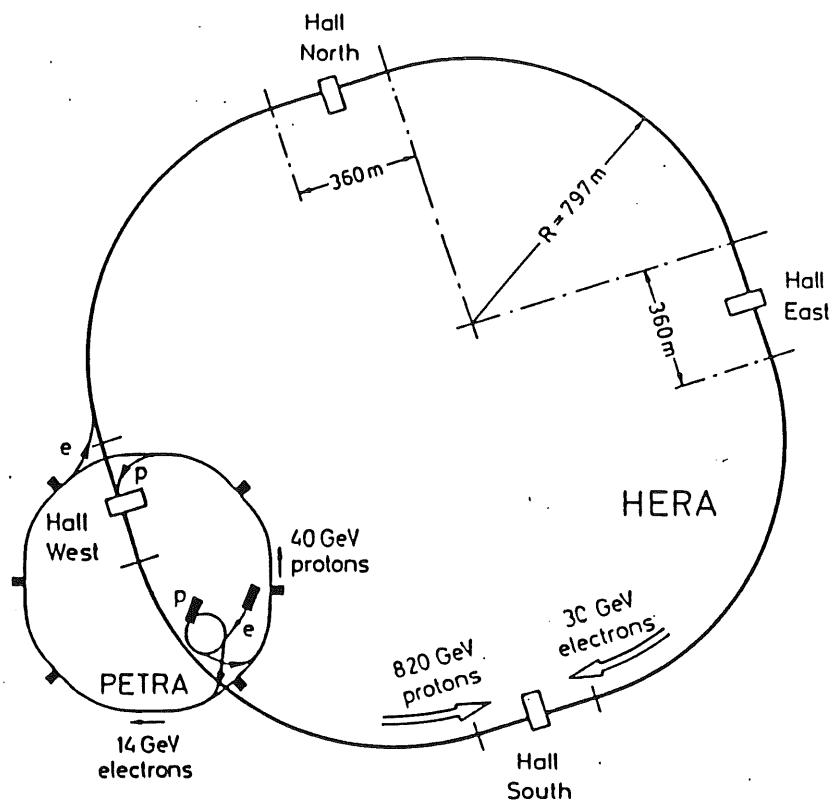


Figure 1. Le collisionneur HERA

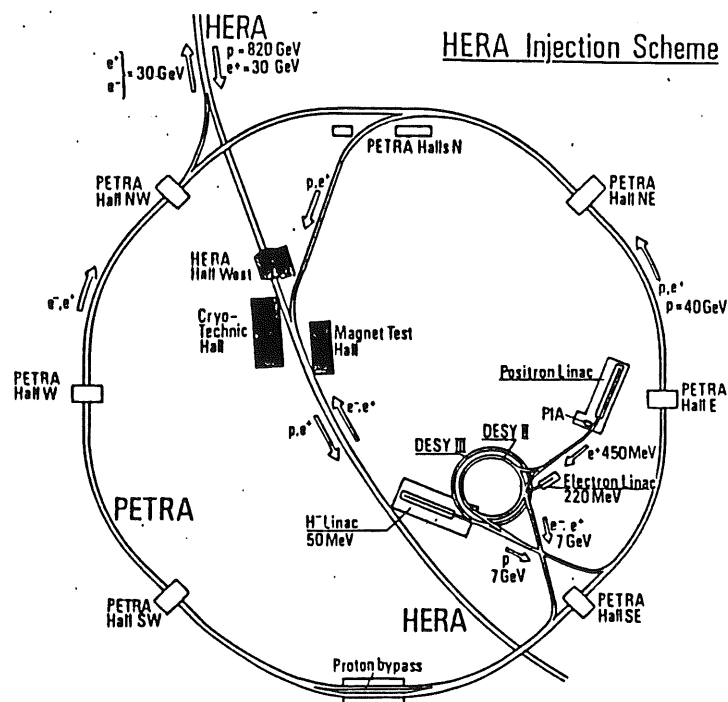


Figure 2. Anneau Petra comme injecteur

i) Quelques chiffres pour les collisionneurs HERA

Au cours du mois d'Avril 1984 fut accordée l'autorisation de construire le collisionneur électron proton baptisé HERA sur le centre de DESY (Deutsches Elektronen SYNchrotron situé à Hambourg en Allemagne Fédérale). Outre l'Allemagne Fédérale, évidemment le protagoniste principal, cette construction fait l'objet d'une collaboration entre neuf pays: Canada, Chine, France, Italie, Israël, Pays-bas, Pologne, Royaume-Uni et USA.

Son utilisation c'est-à-dire les premières collisions entre électrons et protons sont attendues pour l'année 1990.

Il permettra donc des collisions entre les électrons de 30 GeV et des protons de 820 GeV avec par conséquent une énergie de $\sqrt{s} = 314$ GeV dans le centre de masse.

Il est prévu de polariser les électrons et de faire tourner cette polarisation au voisinage des zones d'interaction au moyen de rotateurs de spin.

La luminosité attendue sera de $2 \times 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ par région d'interaction qui sont au nombre de quatre.

Le tunnel long de 6.3 km contient l'anneau des électrons et l'anneau de protons avec ses aimants supraconducteurs. Les anneaux ne sont pas totalement circulaires, il existe quatre sections droites de 360 m correspondant aux quatre régions d'interactions (Figure 1; page 41)

L'anneau Petra déjà existant servira d'injecteur (Figure 2) pour les protons et les électrons avec des énergies respectives de 40 GeV et 14 GeV et des temps respectifs d'injection de 20 mn et 15 mn.

Le temps de polarisation attendue est de 25 mn à 30 GeV (le temps de polarisation est en $1/E^3$ ref. Wolf Desy 86-089) et on pourra s'attendre à un croisement de paquet de particules toutes les 96 ns, le nombre de ces paquets étant de 210.

Les paramètres des anneaux des électrons et des protons sont résumés dans le tableau suivant (ref. DESY Workshop Physics at HERA (1987), ref. 40):

	anneaux des électrons	anneaux des protons	unité
circonférence	6336		m
longueur des sections droites	960		m
énergie maximum	30	820	GeV
champ des dipôles	0.16	4.63	T
nombre de paquets	240		
courants des faisceaux	58	160	mA
taille des faisceaux à chaque point	029/0.04	0.24/0.07	mm
d'interaction. horizontale/verticale			
degré de polarisation longitudinale	85		%
temps de polarisation	24		mn

Tous les anneaux contiennent des aimants destinés à mieux contrôler et focaliser le faisceau. A HERA ces aimants sont de plusieurs types, la situation est résumée dans le tableau suivant ().

	anneaux des e^{\pm}	anneaux des p
nombre d'aimants dipolaires	406	416
nombre d'aimants quadrupolaires	565	250
nombre d'aimants sextupolaires	410	

aimants de	628	418
corrections	+ 630	+ 224
		+ 30

Le refroidissement des aimants supraconducteurs est assuré par de l'hélium liquide qui nécessite une importante usine cryogénique.
3 x 6.5 kw.

2 - La physique à HERA

i) Généralités

La construction d'un collisionneur électron proton à des énergies de l'ordre de $\sqrt{s} = 0.3$ TeV est évidemment motivée par la possibilité de réaliser une physique très riche.

Cette physique se situe autant dans la prolongation de l'analyse du modèle standard par:

- les découvertes restant à faire.
quark top - bosons de Higgs.
- les paramètres restant à préciser.
masse du Z - matrice de Kobayashi Maskawa
- des tests à effectuer et des phénomènes dont
l'influence restent à préciser.
test QCD - importance des corrections radiatives
- l'étude des fonctions de structure des hadrons.

que dans la possibilité d'une physique nouvelle qualifiée d'exotique car elle se place au delà du modèle standard et car elle est motivée par des arguments théoriques qui englobent le modèle standard. Elle envisage les découvertes des particules nouvelles suivantes:

- particules formant éventuellement les leptons, les quarks, les bosons de jauge.
- leptogluons - leptoquarks
- nouveaux bosons de jauge W' , Z'
- particules supersymétriques.

Tous ces domaines sont plus ou moins accessibles à HERA. Mais il semble tout d'abord que HERA soit particulièrement adapté à (ref. 40):

- l'étude de la fonction de structure du proton
- tests de QCD
- production de saveurs lourdes
- préciser les paramètres du modèle électrofaible

Pour ce qui est de la physique exotique tous les aspects ont été envisagés à HERA et dans les chapitres I et VI, la production de particules supersymétriques et leurs détections sont étudiées.

Le calendrier établi pour HERA est tel que par rapport aux expériences Lep du CERN certains aspects de cette physique exotique n'apparaîtront pas forcément pour la première fois à HERA.

b) Cinématique

Les diagrammes de base pour les interactions électrons protons sont les représentés sur la Figure 3.

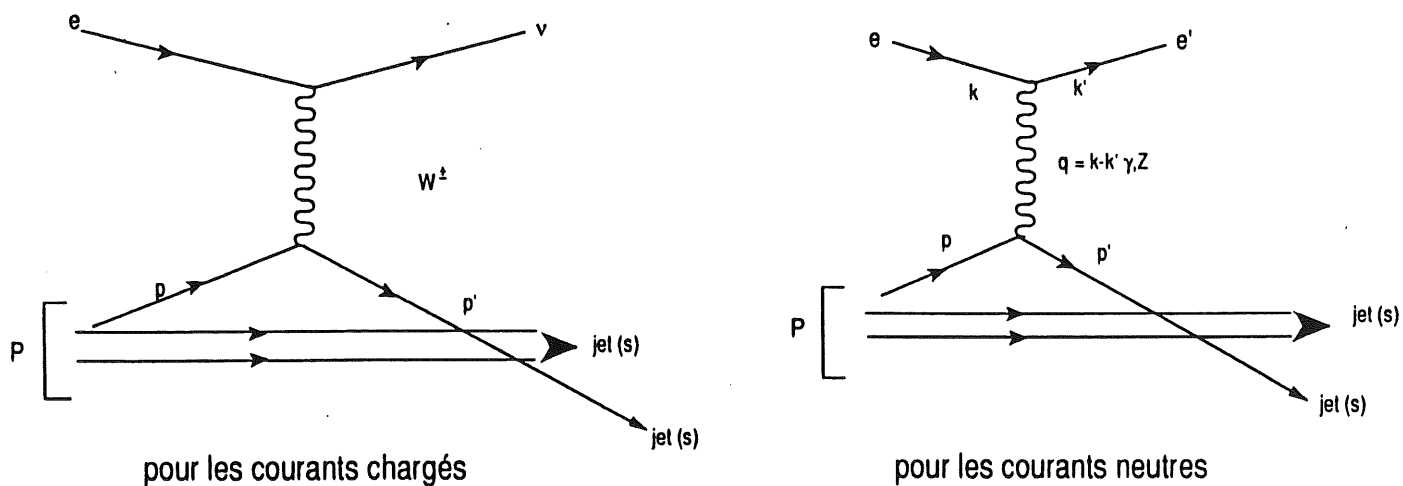


Figure 3. Diagrammes de diffusions profondément inélastiques à HERA

$q = k - k'$ est le moment de transfert porté par le boson de l'interaction
 $k = (E, \vec{k})$ $k' = (E', \vec{k}')$

On peut définir dans le référentiel du laboratoire les grandeurs cinématiques en négligeant les masses:

$$\nu = E - E' \quad \text{et} \quad q^2 = -2EE' + 2\vec{k} \cdot \vec{k}'$$

si θ est l'angle de diffusion dans le repère du laboratoire de l'électron
on a:

$$q^2 = -4EE' \sin^2 \frac{\theta}{2} = -2EE' (1 - \cos \theta)$$

et en définissant $Q^2 = -q^2$ on a:

$$Q^2 = 4 E E' \sin^2 \frac{\theta}{2}$$

A HERA l'étude des réactions courants neutres et chargés se fera à des Q^2 100 fois supérieure à ceux accessibles aux générations d'expériences de diffusion à cible fixe.

La valeur maximum atteinte par Q^2 est 98400 GeV² HERA sera capable de tester des distances de l'ordre de

$$d = \frac{2 \cdot 10^{-14}}{Q(\text{GeV})} \geq 10^{-16} \text{ cm.}$$

De plus ce qui est remarquable et unique dans le monde des collisionneurs actuels c'est qu'une des particules observées dans l'état final a participé directement à l'interaction en courants neutres.

Cette cinématique peut-être reconstruite par:

- soit d'une part la mesure de l'électron diffusé pour des courants neutres.
- soit d'autre part la mesure de tous les hadrons (les jets) pour des courants chargés par la méthode de **Jacquet Blondel**.
- soit une combinaison des deux mesures.

L'intérêt de la méthode de Jacquet Blondel est que l'on peut remonter aux grandeurs cinématiques par la mesure de tous les hadrons de tous les jets sans avoir à introduire un biais lors de l'identification des jets.

A partir de la mesure de l'électron on accède aux grandeurs cinématiques:

$$Q^2 = 4 E E' \sin^2 \frac{\theta}{2}$$

$$x = \frac{Q^2}{2p \cdot q} = \frac{Q^2}{2m_p \nu} = \frac{E E' \sin^2 \frac{\theta}{2}}{E_p (E - E' \cos^2 \frac{\theta}{2} e)}$$

$$y = \frac{p \cdot q}{p \cdot k} = \frac{2p \cdot q}{s} = \frac{Q^2}{s \cdot x}$$

avec $s = (p+k)^2$

A partir de la mesure des hadrons (méthode de Jacquet Blondel):

$$Q^2 = \frac{\left| \sum_H p_{\perp H} \right|^2}{1 - y}$$

$$y = \frac{\sum_H (E_H - p_{zH})}{2 E_p}$$

$$x = \frac{Q^2}{s \cdot y}$$

où H indique que l'on somme sur tous les hadrons. x représente la fraction de moment du parton contenu dans un proton - ce parton ayant participé à l'interaction.

a) La physique standard

i) Les fonctions de structure

HERA permet donc tout d'abord une physique originale par rapport aux autres collisionneurs grâce à l'étude de la structure du proton par diffusion profondément inélastique d'un électron - moyen rendu célèbre par les expériences du même type menées à SLAC au début des années 1970 permettant la mise en évidence de l'existence de parton au sein du proton.

HERA est particulièrement adapté à ces diffusions profondément inélastiques - elles permettront de mesurer les fonctions de structure à des Q^2 de l'ordre de 10000 et 20000 GeV^2 ce qui constitue un bond en Q^2 par rapport aux expériences actuelles (Figure 4).

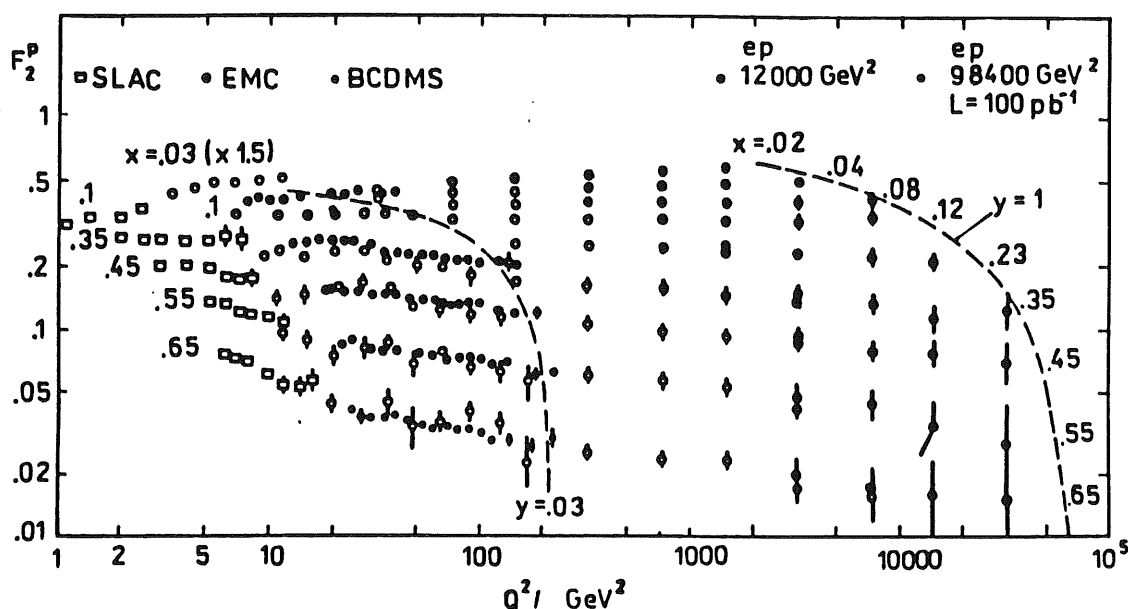


Figure 4. Fonctions de structure aux Q^2 attendus à HERA

La mesure des sections efficaces de diffusion profondément inélastiques dans des intervalles reconnus des grandeurs cinématiques x , y et Q^2 reconstruites expérimentalement permettent de remonter aux fonctions de structure.

Pour les processus standards ces sections efficaces sont calculées et on a en négligeant $F_L = 2x F_1 - F_2 = 0 + O(\alpha_s)$

- pour des courants neutres [ref 40]

$$\frac{d\sigma}{dx dQ^2} (e_{L,R}^- p) = \frac{2p\alpha^2}{xQ^4} \left[[1+(1-y)^2] F_2^{L,R}(x, Q^2) + [1-(1-y)^2] x F_3^{L,R}(x, Q^2) \right]$$

où F_1 , F_2 , F_3 sont les fonctions de structure du proton et F_L une fonction de structure dite longitudinale.

x est la fraction de moment du proton emportée par ses partons et $y = \nu/E$.

- pour des courants chargés [ref 40]

$$\frac{d\sigma}{dx dQ^2} (e_{L,P}^-) = \frac{\pi \alpha^2}{2 \sin^4 \theta_w (Q^2 + M_W^2)^2} \sum_{i,j} \left[\left| v_{u_i} d_j \right|^2 u_i(x, Q^2) + (1-y)^2 \left| v_{u_j} d_i \right|^2 \bar{d}_i(x, Q^2) \right]$$

$$\frac{d\sigma}{dx dQ^2} (e_{L,P}^+) = \frac{\pi \alpha^2}{2 \sin^4 \theta_w (Q^2 + M_W^2)^2} \sum_{i,j} \left[\left| v_{u_i} d_j \right|^2 \bar{u}_i(x, Q^2) + (1-y)^2 \left| v_{u_j} d_i \right|^2 d_i \right]$$

où $u_i(x, Q^2)$ et $d_i(x, Q^2)$ sont les densités de quark u et d dans le proton.

Les fonctions de structure s'expriment en fonction des densités de quarks q de saveurs f :

$$F_2^{L,R}(x, Q^2) = \sum_f \left[x q_f(x, Q^2) + x \bar{q}_f(x, Q^2) \right] A_f^{L,R}(Q^2)$$

$$xF_3^{L,R}(x, Q^2) = \sum_f \left[x q_f(x, Q^2) - x \bar{q}_f(x, Q^2) \right] B_f^{L,R}(Q^2)$$

$$\text{avec } A_f^{L,R}(Q^2) = e_f^2 - 2 e_f (v_e \pm a_e) v_f P_Z + (v_e \pm a_e)^2 (v_f^2 + a_f^2) P_Z^2$$

$$B_f^{L,R}(Q^2) = \pm 2 e_f (v_e \pm a_e) a_f P_Z \pm 2 (v_e \pm a_e)^2 v_f a_f P_Z^2$$

où P_Z est le propagateur du boson de jauge Z

$$v_e = \frac{I_3^f - 2 e_f \sin^2 \theta_w}{\sin^2 \theta_w}$$

$$a_f = \frac{I_3^f}{\sin^2 \theta_w}$$

$$P_Z = \frac{Q^2}{Q^2 + M_Z^2}$$

Ces diffusions profondément inélastiques permettent aussi d'accéder aux densités de quarks dans le proton. La séparation des événements à courant neutre et à courant chargé devront être bien contrôlée (ref. 40) La calibration en

énergie définit les régions cinématiques pour la mesure des fonctions de structure. Ces régions sont:

- si on mesure l'électron:

$$y \geq 0.1 \quad 10^{-4} \leq x \leq 0.6 \quad Q^2 \geq 5 \text{ GeV}^2$$

- si on mesure les hadrons:

$$y \geq 0.03 \quad 0.01 \leq x \leq 0.5 \quad Q^2 \geq 100 \text{ GeV}^2$$

Ce sont des régions où l'erreur systématique est inférieure à 10 % pour une calibration absolue de 1 %.

ii) La chromodynamique quantique

Le deuxième point pour lequel HERA semble particulièrement bien adapté concerne les tests de la chromodynamique quantique. Les points d'analyses accessibles à HERA sont les suivants (ref. 40):

- la mesure de $\alpha_s(Q^2)$

- l'étude des domaines à très bas x et la mesure de la densité de gluons à petit x par (ref. 40):

i) l'étude de la fonction de structure longitudinale

ii) l'étude de la production de J/ψ

- l'étude des jets, de leurs reconstruction et leurs propriétés (ref. 40).

Considérons pour illustrer la mesure de la densité de gluons à petit x par l'étude de la fonction de structure longitudinale, qui devrait permettre de distinguer en principe les deux fonctions suivantes:

$$x G(x, Q^2) \propto (1-x)^n \quad n = 2$$

$$\text{et } x G(x, Q^2) \propto \frac{1}{\sqrt{x}} (1-x)^n \quad n = 5$$

- En effet la fonction longitudinale F_L s'écrit:

$$F_L(x, Q^2) = F_2(x, Q^2) - 2xF_1(x, Q^2)$$

$$= \frac{\alpha_s(Q^2)}{\pi} \left[\frac{16}{3} I_F + 8 \sum_{i=\text{saveurs}} Q_i^2 I_G \right]$$

avec:

$$\begin{cases} I_F = \int_x^1 \frac{dy}{y} \left[\frac{x}{y} \right]^2 F_2(y, Q^2) \\ I_G = \int_x^1 \frac{dy}{y} \left[\frac{x}{y} \right]^2 \left[1 - \frac{x}{y} \right] g(y, Q^2) \end{cases}$$

$$L \quad G \quad \int_x^y \quad L \quad y \quad L \quad y \quad L \quad y$$

où: $g(y, Q^2) = y G(y, Q^2)$

A petit x le terme de gluons domine.

- La fonction de structure longitudinale F_L considérée pour des processus d'échanges de photons s'estime avec la section efficace σ_L qui intervient dans:

$$\frac{d\sigma}{dx dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{xQ^4} \left[F_2(x, Q^2) (1-y) + 2xF_1(x, Q^2) \frac{y^2}{2} \right]$$

$$= \frac{\alpha}{\pi} M \sqrt{\nu^2 + Q^2} \left[\frac{\sigma_T + \epsilon \sigma_L}{1 - \epsilon} \right]$$

où M est la masse du proton, $\nu = Q^2/2mx$ et ϵ est la polarisation du photon virtuel échangé:

$$\epsilon^{-1} = 1 + 2 \left[1 + \frac{\nu^2}{Q^2} \right] \left[\frac{s(s-2M\nu)}{M^2 Q^2} - 1 \right]^{-1}$$

σ_L et σ_T sont les sections efficaces longitudinales et transverses de photo absorption:

$$4\pi^2\alpha F_L = \frac{\nu Q^2}{\sqrt{\nu^2 + Q^2}} \sigma_L$$

$$4\pi^2\alpha F_2 = \frac{\nu Q^2}{\sqrt{\nu^2 + Q^2}} (\sigma_L + \sigma_T)$$

La quantité ϵ est accessible par la reconstruction de la cinématique et de la mesure de la section efficace permet de mesurer $\sigma_T(X, Q^2) + \epsilon \sigma_L(X, Q^2)$ (d'après la relation).

Pour pouvoir mesurer σ_L il faut faire varier ϵ ce qui revient à faire varier s puisque ϵ est fonction de s , x et Q^2 .

On pourra alors mesurer la pente des diagrammes de $\sigma_T(x, Q^2) + \epsilon \sigma_L(x, Q^2)$ en fonction de ϵ à des x et Q^2 fixés.

Cette pente nous donnant $\sigma_L(x, Q^2)$ on obtient F_L et la connaissance de cette fonction de structure longitudinale à des x et Q^2 fixés permet d'accéder à la densité de gluons $x G(x, Q^2)$ à des x et Q^2 fixés (relation).

iii) La production de saveurs lourdes

Les collisions d'électrons protons de HERA doivent permettre la production de quarks lourds par processus de fusion bosons gluons (Figure 5, page 51).

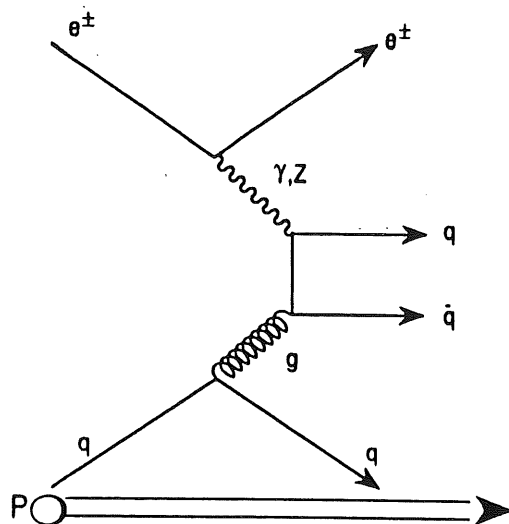


diagramme de fusion boson
gluon courants neutres

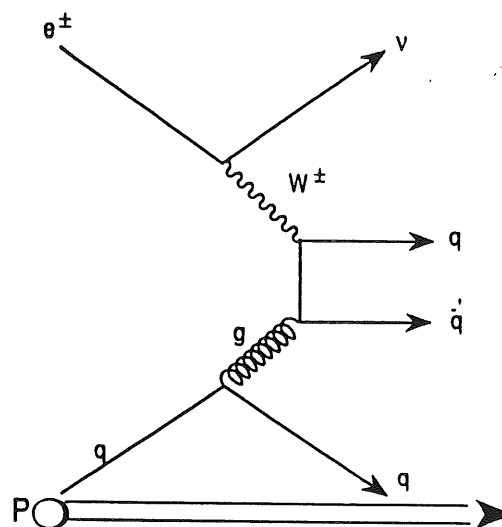


diagramme de fusion boson
gluon courants chargés

Figure 5. Production de saveurs lourdes par réaction de fusion boson gluon

Ces diagrammes de fusion boson gluons sont une catégorie alternative importante de processus qui laisse envisager la production de quarks lourds, charm (c), beau (b) et top (t).

Les taux de productions de ces saveurs lourdes ont été estimés (ref. 40) et sont résumés dans les tableaux suivants.

Tableau récapitulatif des taux de production de saveurs lourdes à HERA.

- PRODUCTION de charme

$$m_c = 1.5 \text{ GeV}$$

courants chargés [Pb]			courants neutres cc [Pb]			inclusif [Pb]
$\bar{c}d$	$\bar{c}s$	$\bar{c}b$	γ	Z^0	$\gamma - Z^0$	$c + \bar{c}$
0.46	8.2	0.012	$5.1 \cdot 10^5$	0.6	4.7	$\sim 1. \cdot 10^6$

- PRODUCTION de beauté

$$m_b = 5 \text{ GeV}$$

courants chargés [Pb]			courants neutres cc [Pb]			inclusif [Pb]
$\bar{u}b$	$\bar{c}b$	$\bar{t}b$	γ	Z^0	$\gamma - Z^0$	$b + \bar{b}$
$\leq 0.96 \cdot 10^{-3}$	0.012	0.13	$4.2 \cdot 10^3$	0.35	0.59	$8.4 \cdot 10^3$

- PRODUCTION de top

$$m_t = 60 \text{ GeV}$$

courants chargés [Pb]			courants neutres cc [Pb]			inclusif [Pb]
$\bar{t}d$	$\bar{t}s$	$\bar{t}b$	γ	Z^0	$\gamma - Z^0$	$t+\bar{t}$
$\leq 0.14 \cdot 10^{-3}$	$\leq 0.62 \cdot 10^{-3}$	0.13	0.09	$0.04 \cdot 10^{-3}$	$0.6 \cdot 10^{-4}$	0.31

taux production de quark top à HERA
pour une luminosité intégrée de 100 pb^{-1}
et une masse de quark beau $m_b = 5 \text{ GeV}$
en fonction de la masse du top m_t

masse du top	taux de production $t\bar{b}$ courants chargés	taux de production $t\bar{t}$ courants neutres				taux total de production de top
m_t	CC	C N	γ	Z	$\gamma-Z$	
30	82	974	973	1.2	0.36	2030
40	53	188	187	0.42	0.09	428
50	34	41	41	0.14	0.02	116
60	22	9.2	9.2	0.04	0.006	40
70	14	2.0	2.0	0.01	0.001	18
80	8.3	0.44	0.44	0.003	$3 \cdot 10^{-4}$	9.2
90	5.0	0.09	0.09	$5 \cdot 10^{-4}$	$6 \cdot 10^{-5}$	5.2
100	3.0	0.01	0.01	10^{-4}	10^{-5}	3

et le taux de production du quark beau à HERA
pour une luminosité intégrée 100 pb^{-1} et
une masse du top de 50 GeV.

m_b	taux $t\bar{b}$ CC	CN	taux $b\bar{b}$ γ	Z	$\gamma-Z$	total
5	34	$3.3 \cdot 10^5$	$3.3 \cdot 10^5$	23	25	$6.6 \cdot 10^5$

HERA se présente donc comme une usine à quark b et permettra de trouver le quark top jusqu'à des masses de quarks top de 100 GeV.

iv) Les interactions électrofaibles à HERA

HERA peut fonctionner avec des faisceaux polarisés d'électrons et de positrons et semble donc adapté à tester le modèle électrofaible de Weinberg Salam Glashow.

Les mesures simultanées des diffusions profondément inélastique en courants neutres et en courants chargés avec les possibilités importantes d'avoir des faisceaux soit d'électrons soit de positrons et une polarisation longitudinale des et de l'ordre de 85% permet d'étudier la physique électrofaible.

La région en Q^2 atteinte à HERA est supérieure ou égale à une valeur de l'ordre de M_W^2 - dans ces régions en Q^2 les forces faibles et électromagnétiques sont d'importances comparables.

A partir de la mesure des sections efficaces différentielles $d\sigma/dQ^2$, il est possible de mesurer les paramètres suivants du modèles:

- M_W pour les courants chargés
- M_Z et $\sin^2 \theta_W$ à partir des courants neutres

La précision de la mesure de ces paramètres pour une luminosité intégrée de 250 pb^{-1} sont ():

$$\delta (M_W) \sim 480 \text{ MeV à partir de la mesure de } \frac{d^2\sigma^{CC}}{dQ^2}$$

$$\delta (\sin^2 \theta_W) \sim 0.009 \text{ (avec } \rho=1) \text{ à partir de } \frac{d^2\sigma^{NC}}{dQ^2}$$

Si la polarisation du faisceau d'électron est supérieure à 60 % la précision sur la mesure de ces paramètres peut être améliorée (ref. 40):

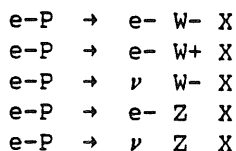
$$\delta (M_W) \sim 340 - 380 \text{ MeV}$$

$$\delta(\sin^2 \theta_W) \sim 0.004 - 0.005$$

Le paramètre ρ peut-être reterminé dans des combinaisons particulières avec $\sin^2 \theta_W$ (ref. 40) en supposant que $\sin^2 \theta_W$ est connue avec une erreur de 0.003 ρ peut-être déduit à partir de $\sigma(e^-_{LP})$ avec une erreur de 0.025 pour une polarisation longitudinale de 80 %.

v) La production directe de bosons électrofaible standard

La production directe des bosons W et Z peut survenir par les processus suivant:



Les graphes de productions à l'ordre dominant représentés sur la Figure 6, page 54.

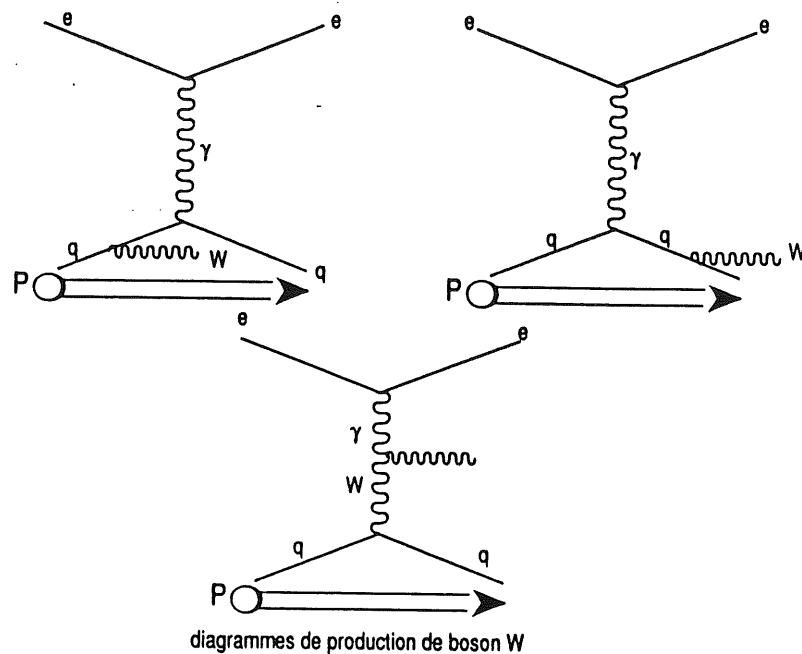


Figure 6. Production de bosons W

Les taux de production correspondant sont donnés dans le tableau (ref. 40) avec certaines coupures en Q^2 .

e-p	→	e-W-X	9.3	10^{-38}	cm ²
e-p	→	e-W+X	8.7	"	cm ²
e-p	→	ν W-X	4.1	"	cm ²
e-p	→	e-Z X	6.3	"	cm ²
e-p	→	ν Z X	0.7	"	cm ²

Ces taux de production sont extrêmement faibles. Les processus de production directe de bosons W et Z peuvent apparaître comme bruit de fond aux processus de physique exotique.

vi) Production de Higgs

Pour la production de bosons de Higgs standard dans l'état final plusieurs processus peuvent être envisagés:

$$\begin{aligned} e-p &\rightarrow \nu H^0 x \\ e-p &\rightarrow e- H^0 x \end{aligned}$$

Avec les diagrammes de la Figure 7, page 55.

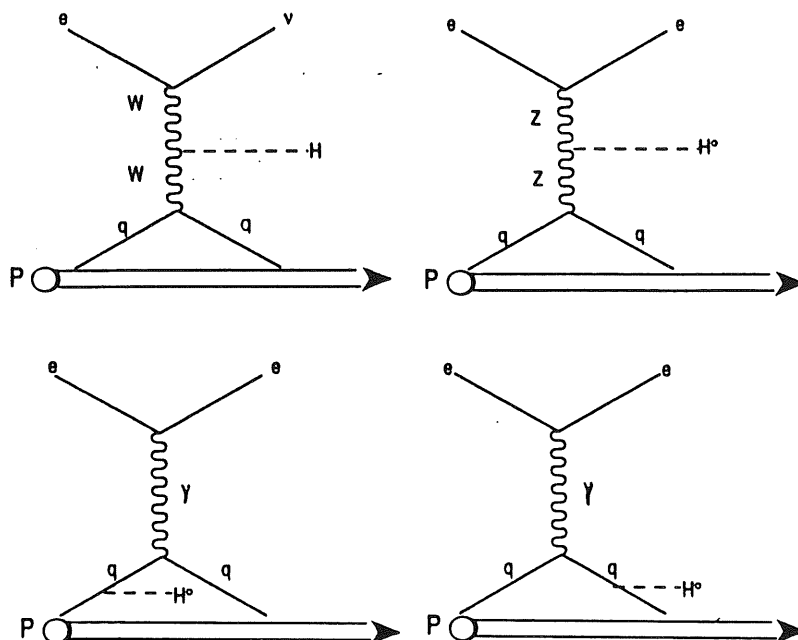


Figure 7. Production de boson de Higgs

Les sections efficaces de production sont aussi beaucoup trop petite pour Hera comme on peut le voir dans le tableau suivant:

m_{H^0} (GeV)	$\sigma (e-p \rightarrow e-H^0 x)$ 10^{-38} cm^2	$\sigma (e-p \rightarrow \nu H^0 x)$ 10^{-38} cm^2
10	0.35	2.2
20	0.24	1.7
30	0.24	1.3
40	0.18	0.9
50	0.09	0.7
60	0.07	0.5

De même la production de Higgs chargés non standard peut-être envisagées. avec des sections efficaces inférieures à $\sim 0.5 \cdot 10^{-38} \text{ cm}^2$ pour $10 \text{ GeV} < m_H \leq 60 \text{ GeV}$.

Pour ce qui est des éléments de la matrice de Kobayashi-Maskawa suivant:

$$\begin{array}{c} W^- \\ d \rightarrow c \\ w \rightarrow K b \end{array}$$

$$\begin{array}{c} W^+ \\ d \rightarrow c \\ u \rightarrow \bar{b} \end{array}$$

HERA ne semble pas adapté à donner des précisions sur ces éléments de matrice (ref. 40) en raison des bruits de fond.

b) La physique non standard

HERA permettra aussi d'aborder les questions ouvertes de la physique des particules. C'est la physique non standard dite exotique - l'aspect complètement exploratoire de HERA. Les motivations pour une physique nouvelle englobant le modèle standard sont exposées dans le chapitre 1. Cette physique non standard peut se ranger en quatre catégories abordables à HERA:

- nouveaux bosons de jauge, nouveaux courants et nouveaux fermions.
- structure interne des quarks et des leptons.
- leptoquarks et leptogluons.
- supersymétrie.

i) Les nouveaux bosons de jauge et les nouveaux courants

L'extension du groupe de jauge du modèle standard amène à considérer de nouveaux courants et de nouveaux bosons de jauge.

Pour HERA deux extensions particulières ont été examinées:

- Les théories dites "droite-gauche" avec des groupes du type $SU(3) \times SU(2)_L \times U(1)$
- Les théories de grande unification E_6

Pour ces dernières théories $E_6 \supset SU(3)_L \times SU(2)_L \times U(1)_Y \times U(1)_{Z'}$,

Pour assurer l'annulation des anomalies dans les théories de supercordes Green et Schwarz ont montré (ref 7) que seuls les groupes $SO(32)$ et $E_8 \times E_8$ étaient à considérer.

De plus dans les théories de supercordes hétérotiques les groupes $E_8 \times E_8$ et $SO(32)$ émergent naturellement de par la construction (ref 7).

La supercorde hétérotique n'existe que dans un espace temps de dimension 10, le scénario des compactifications des dimensions supplémentaires (ref 7). à l'échelle de la masse de Plank et des brisures de symétrie à des échelles intermédiaires menées du groupe E_6 contenant un groupe $U(1)_Y$, qu'on ajoute au groupe du modèle standard. Ce groupe $U(1)_Y$, est supposé être à une échelle de l'ordre de 1 TeV [O(1TeV)] et le mécanisme de brisure donne une masse au nouveau boson de jauge Z' .

Les limites actuelles sur la masse du Z' sont:

$$M_{Z'} \geq (110 - 150) \text{ GeV}$$

Les sections efficaces de production du boson neutre Z standard pour une production directe $e p \rightarrow e Z x$ sont relativement petite à HERA (ref. 40) $< 10^{-1} \text{ pb}$.

Par conséquent la production directe de Z' pour des masses relativement faibles $\sim 150 \text{ GeV}$ semblent être compromises à HERA.

Il faut se tourner vers la production indirecte de ces nouveaux bosons c'est-à-dire vers les interactions où ces bosons sont échangés comme sur le diagramme de la Figure 8, page 57.

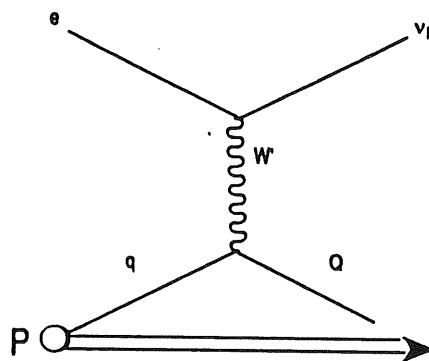


Figure 8. Diagramme d'échange d'un nouveau boson Z' .

De plus ces nouveaux bosons peuvent être couplés à de nouveaux fermions. Un boson W' couplé aux courants chargés droit permet les processus du type $e p \rightarrow \nu_R X$.

Deux possibilités se présentent suivant la nature (fermion de majorana ou fermion de Dirac) et la masse du neutrino droit ν_R :

- la masse du neutrino droit est assez grande $m_{\nu_R} \sim m_{W_R}$.
Ce neutrino de majorana se désintègre de manière équiprobable en:

$$\nu_R \rightarrow e^- + X$$

$$\nu_R \rightarrow e^+ + X$$

Avec les limites actuelles sur la masse du W_R - ie $m_{W_R} \geq 300 \text{ GeV}$ - il est peu probable que ce processus survienne à Herà même dans le cas favorable où $m_{\nu_R} \sim m_{W_R}$.

- la masse du neutrino est petite dans ce cas les signatures ne se distinguent pas nettement des processus standard.

Les sections efficaces permettent de construire

$$R^- = \frac{\sigma(e^-R)}{\sigma(e^-L)} \quad \text{et} \quad R^+ = \frac{\sigma(e^+L)}{\sigma(e^+R)} \quad \text{avec } \sigma = d\sigma/dQ^2.$$

si aucun W'_R n'est observé on obtient les limites suivantes sur la masse du W'_R :

à partir de σ total à partir de R^- actuel

Finalement la déviation des asymétries de charges et de polarisation par rapport à celle prévues par le modèle standard doivent permettre de signaler l'existence de ces nouveaux courants (ref. 40).

ii) Structure interne des quarks et des leptons

Les expériences de diffusion profondément inélastique sur le proton ont permis de conclure à l'existence de sa structure interne en terme de parton. Le collisionneur électron proton HERA permettra d'explorer des régions de l'ordre de 10^{-16} à 10^{-17} cm et par conséquent pourra tester une éventuelle structure des quarks et leptons.

Jusqu'à présent il n'existe aucune évidence expérimentale ni même aucun soupçon de sous structure pour les quarks et les leptons.

Sur le plan théorique ces idées doivent être encore développées.

Le problème de naturalité (chap 1) et la prolifération des paramètres motive l'élaboration des modèles composites. Plusieurs niveaux de structure composite peuvent être envisagés:

- Higgs composite (Technicouleur)
- quarks et leptons composites
- bosons de jauge faible composites.

La force de liaison doit être confinante à l'échelle Λ qui ne peut pas être petite car on serait alors en contradiction avec les résultats expérimentaux. De plus une éventuelle théorie future doit expliquer pourquoi les quarks et les leptons sont légers par rapport à l'échelle Λ .

Si une nouvelle physique existe à une échelle de masse Λ on s'attend:

- pour $Q^2 > \Lambda^2$ à des phénomènes très différents de ceux que permet de prévoir le modèle standard.
- pour $Q^2 \approx \Lambda^2$ des déviations significatives par rapport au modèle standard.

Si $\Lambda \sim 0$ (TeV) c'est la limite expérimentale la plus basse. on s'attend à "voir" des interactions de contact où l'électron et le quark auraient une structure composite.

Pour HERA les études (ref. 40) se sont portées sur les courants neutres car les courants chargés sont expérimentalement plus problématiques à signer et les limites en courants chargés dépendent des modèles.

Donc pour $ep \rightarrow ex$ les sections efficaces dépendent des processus représentés sur la Figure 9, page 59.

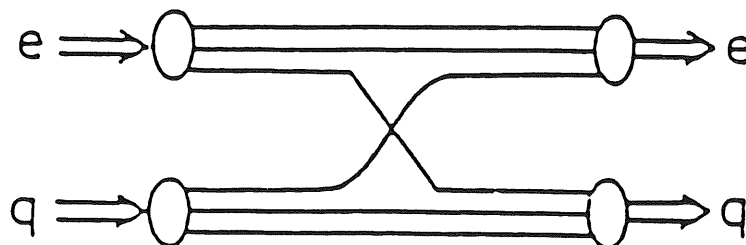


Figure 9. Interactions de contact

avec un lagrangien effectif qui peut s'écrire:

$$L_{\text{eff}} = L_{\text{standard}} + g^2/\Lambda^2 L_{\text{contact}}$$

où $g^2/4\pi = 1$ et L_{contact} renferme les termes

non standards des interactions de contacts à quatre fermions (ref. 40). Les déviations de 1 du rapport des sections efficaces mesurées aux sections efficaces prévues par le modèle standard doivent permettre de signer l'existence des interactions de contact ou de donner des nouvelles limites. Des faisceaux non polarisés sont suffisants pour signer l'existence de termes de contact avec

$$\Lambda \sim 2.5 - 6 \text{ TeV.}$$

L'utilisation de faisceaux polarisés pourra préciser la structure de l'hélicité des interactions de contact et accroître la sensibilité à Λ de l'ordre de 1 à 1.5 TeV.

iii) Leptoquarks et Leptogluons

Les collisions entre électrons et protons de HERA peuvent être vues comme des collisions entre électrons et quarks ou électrons et gluons. Par conséquent on peut s'attendre à la production d'états qui contiennent à la fois les caractéristiques, les nombres quantiques ;

- des électrons et des quarks
- des électrons et des gluons.

Ces états apparaissent dans beaucoup de théories:

- supercordes
- grande unification
- Technicouleur

à HERA les leptoquarks S peuvent être produits dans la voie s (Figure 10) ou dans la voie t (Figure 11, page 61).

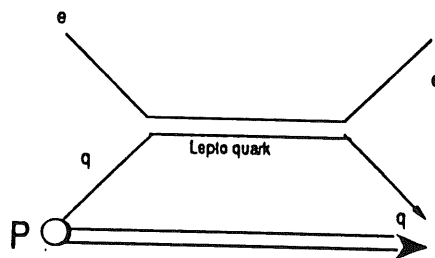


Figure 10. Production de leptoquarks dans la voie s .

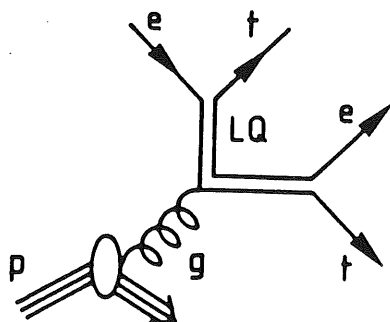


Figure 11. Production de leptoquarks dans la voie t.

Les sections efficaces sont calculables et dépendent de:

- la distribution des partons
- de termes du modèle
- de termes d'interférence
- de termes de production de S c'est à dire aussi des couplages $\lambda_{L,R}^2$ et $g_{L,R}$ (ref. 40)

Les sections efficaces de production sont (Figure 12, page 62).

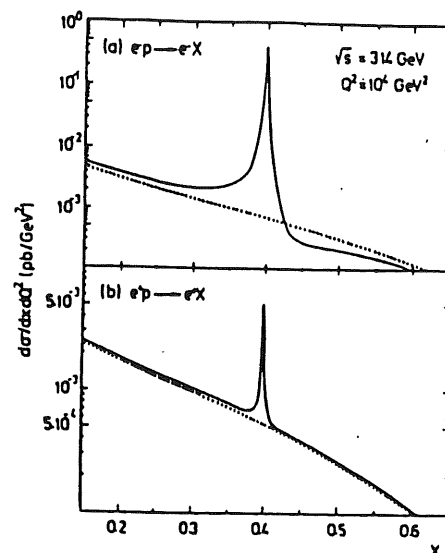
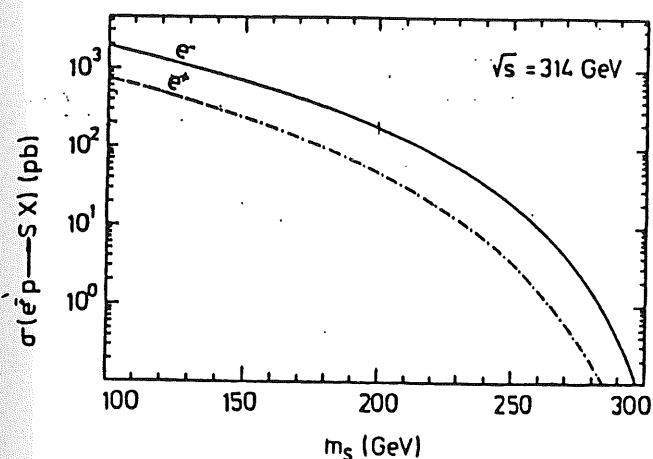


Figure 12. Section efficace totale de production de Leptoquarks

$$\sigma(ep \rightarrow LQ) = \frac{\pi}{4s} \lambda^2_{L,R} \bar{q} \left[\frac{m_{LQ}^2}{s}, m_{LQ}^2 \right] \epsilon$$

où $\epsilon = 1$ pour $J = 0$ et $\epsilon = 2$ pour $J = 1$.

Si les leptoquarks existent avec une masse de l'ordre de 200 GeV, HERA est un instrument privilégié pour en produire. la section efficace est de l'ordre de $2 \cdot 10^2$ pb.

HERA pourrait être une usine à Leptoquark.

la limite de masse, imposée par les sections efficaces, est de 300 GeV. Dans la distribution $d\sigma/dx$ il apparaît un pic (ref. 40) à $x = m_{LQ}^2/s$ spécifique à la production du Leptoquark S qu'il est possible de dégager du bruit de fond standard (ref. 40).

A HERA les leptogluons sont produits comme des résonnances dans la voie s (Figure 13, page 63)

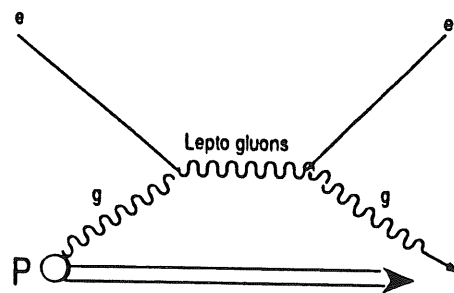


Figure 13. Production de leptogluons

les leptogluons peuvent être produit et découvert à HERA jusqu'à masse de 300 GeV.
 Les pics dans la distribution $d\sigma/dxdQ^2$ permettent de les signer. à 200 GeV la section efficace (Figure 14, page 64) est de $5 \cdot 10^3$ pb.

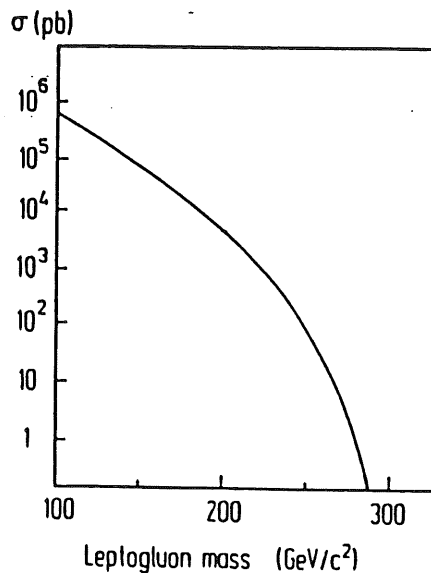


Figure 14. Section efficace totale de production de leptogluon

iv) La supersymétrie

Dans le cadre d'une théorie de supergravité, basse énergie on peut envisager de produire des particules supersymétrique à HERA.

On se concentre sur la production directe de sélectrons et de squarks (voir chap 6).

Dans les chapitres I et VI, ce point de physique non standard est plus amplement développé.

c) Contrainte sur les détecteurs

La physique à HERA impose des contraintes sur les détecteurs. Ceux ci doivent alors posséder les caractéristiques suivantes:

i) posséder un très haut degré d'herméticité: détecteur 4π . Ceci pour l'analyse des phénomènes qui font intervenir des particules qui n'interagissent pas (par exemple les neutrinos, les particules supersymétriques les plus légères). Une particule qui n'interagit pas se signe par un manque d'énergie, cette particule comporte une énergie qu'on ne détecte pas. Pour faire le bilan énergétique d'une telle interaction il faut connaître toutes les énergies déposées dans toutes les régions de l'angle solide, l'important étant alors l'énergie manquante. Ces phénomènes à énergie manquante peuvent être analysés dans un détecteur hermétique, l'idéal serait qu'il couvre tout l'angle solide.

ii) Il doit permettre une excellente mesure de l'énergie hadronique et de l'énergie leptonique pour les mesures des réactions inclusives des interac-

tions à courants neutres et courants chargés. Ceci se traduit par les demandes suivantes sur la calorimétrie:

- une bonne résolution en énergie pour les hadrons et les leptons
- une granularité fine nécessaire vers l'avant pour l'analyse des multijets et la séparation e/π (chapitre 5)
- une calibration absolue de l'énergie meilleure que 1 %

iii) il doit permettre l'identification et la mesure de l'énergie des muons provenant de réactions exotiques et/ou de la production de quarks de saveurs "lourdes".

iv) La mesure de l'électron sera primordial pour la physique. Par conséquent l'identification et la mesure de l'énergie de l'électron doit être la meilleure possible d'où pas de matière avant le calorimètre électromagnétique d'où une bobine très grande qui contient le calorimètre.

L'herméticité et la mesure de l'énergie sont des caractéristique qui se retrouvent dans la plupart des détecteurs modernes.

Dans les collisionneurs, les faisceaux e^- et e^+ (de p et \bar{p}) sont d'énergies égales et par conséquent le moment vectoriel totale conservé est nul. Le détecteur construit pour de tels collisions se doit d'être le plus symétrique possible. Pour les collisions $e-p$ de HERA le moment vectoriel total conservé n'est pas nul, il pointe fortement dans la direction du proton et par conséquent les détecteurs de HERA seront asymétriques dans la direction parallèle à l'axe du faisceau. Cette asymétrie est particulière et caractéristique des détecteurs de HERA. Deux détecteurs ont été proposés pour répondre aux contraintes imposées par la physique des collisions électron proton de HERA. Les détecteurs Zeus et H1 (Figure 15, page 66 et Figure 16, page 67)

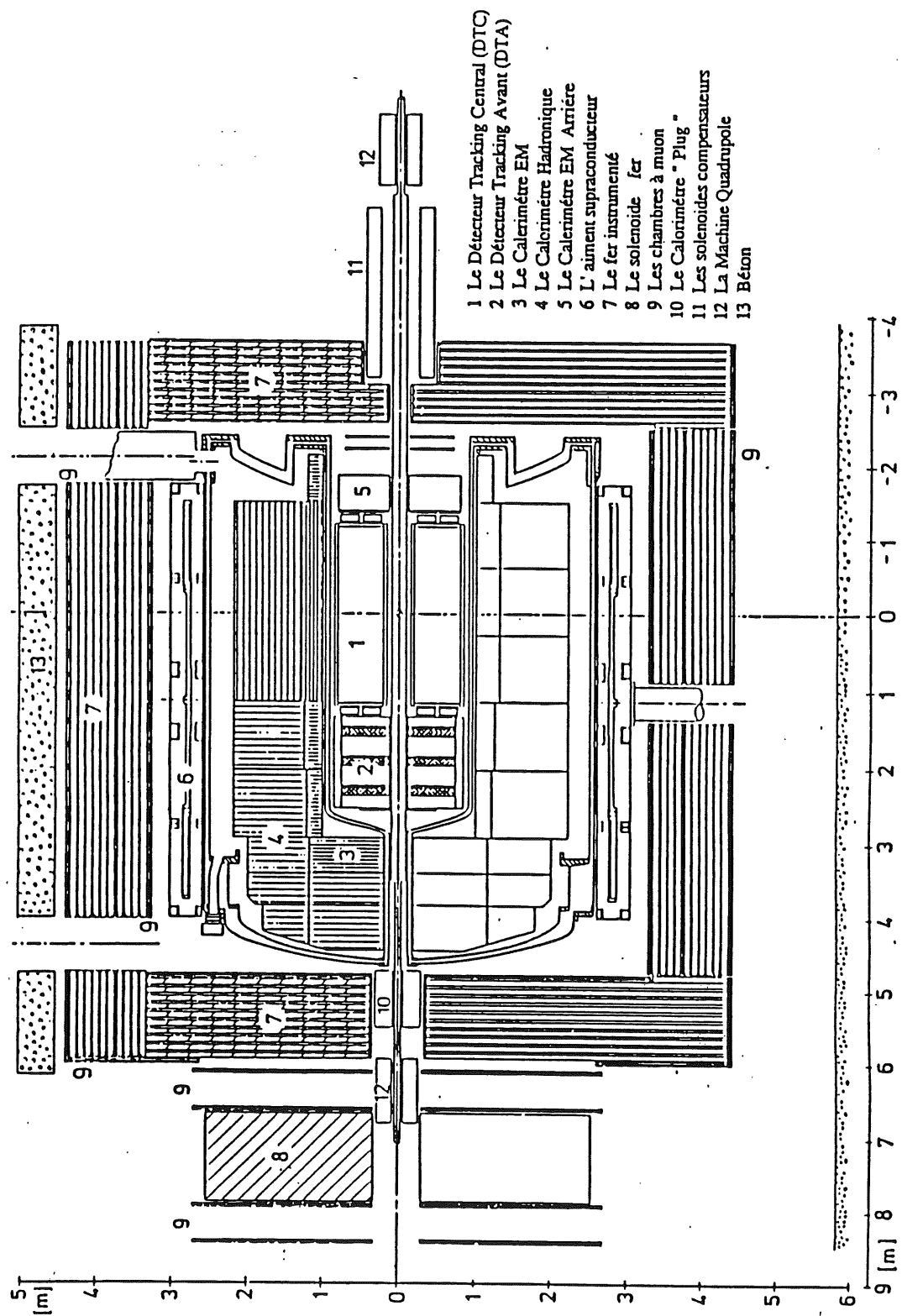


Figure 15. Le détecteur H1

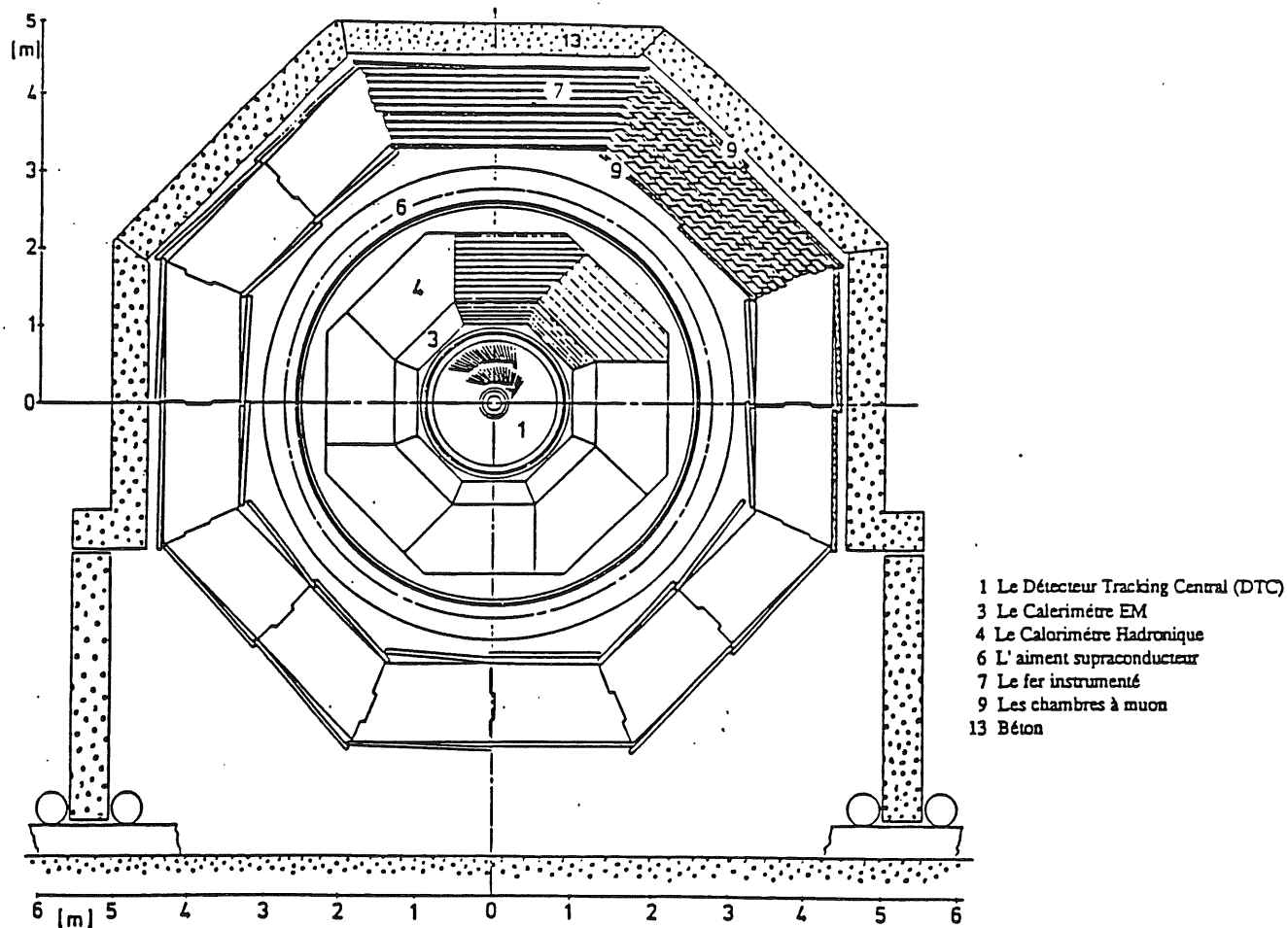


Figure 16. Le Détecteur H1

3 - Le détecteur H1

Le détecteur H1 est composé des éléments suivants (ref. 41 et 42):

a) Au plus profond du détecteur, proche du point d'interaction un système de détecteur de traces (Figure 17, page 68), le détecteur central.

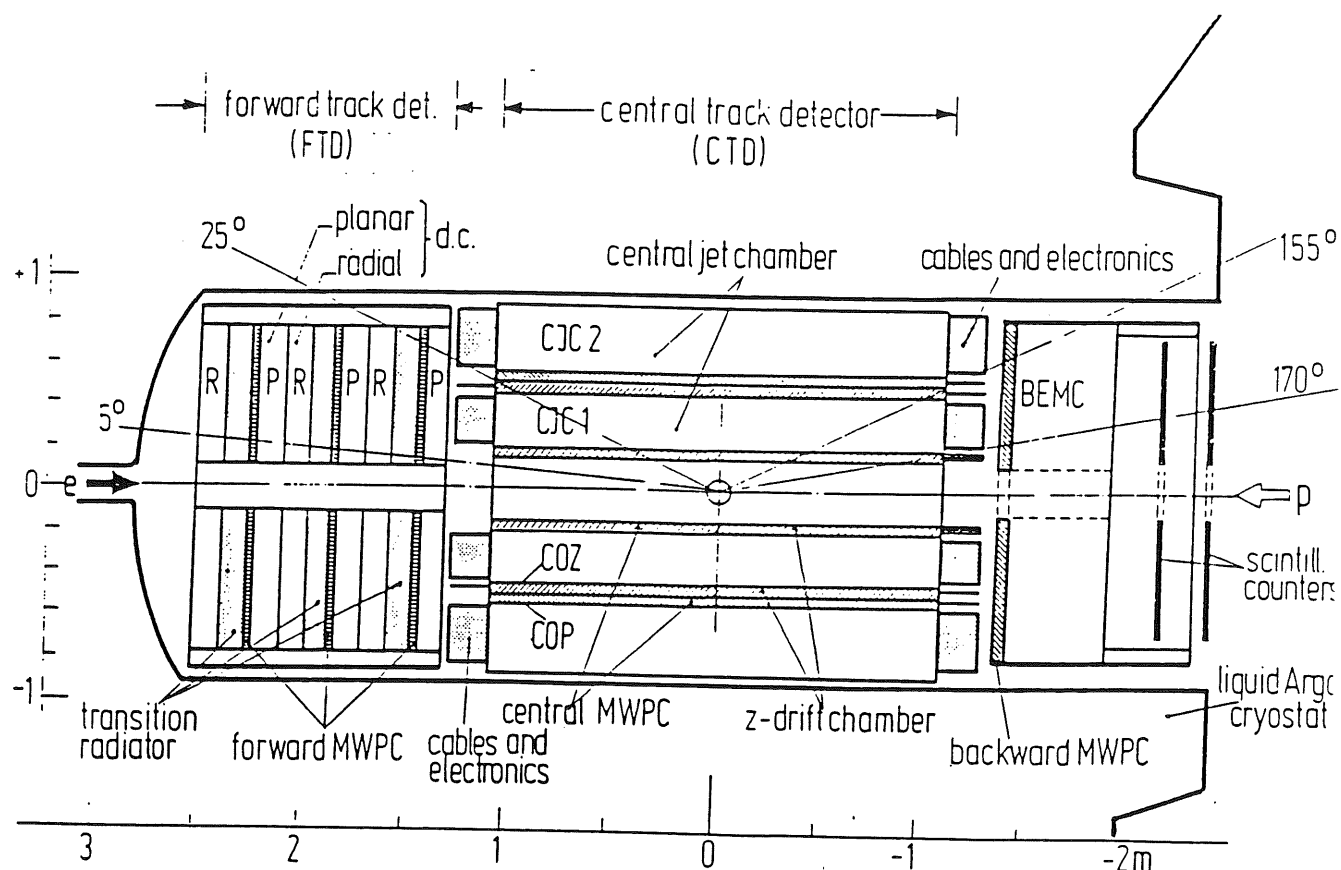


Figure 17. Le détecteur central

b) Ensuite la calorimétrie, pour la mesure de l'énergie des particules isolées et des jets.

- dans la partie centrale et avant, les calorimètres électromagnétiques à Argon liquide et plomb et les calorimètres hadroniques à Argon liquide et Fer
- dans la partie arrière, un calorimètre à scintillateur et plomb.
- dans la partie très à l'avant, un calorimètre cuivre silicium.

Les calorimètres à Argon liquide sont dans un cryostat de 100 m³

c) Le cryostat à argon liquide est placé à l'intérieur de la bobine supraconductrice et son cryostat. L'option d'une grande bobine est imposée par le souci de minimiser la matière morte avant les calorimètres.

d) Entourant les cryostats, on trouve un ensemble de plaques de fer pour assurer le retour de flux du champ magnétique. Ces plaques de fer sont instrumentées avec des tubes Streamer qui servent à mesurer les queues de gerbes hadroniques et qui peuvent être utilisées comme filtre à Muon.

e) La détection des muons est assurée par trois segments de chambre à muons dans les régions centrales et avant. En complément, on trouve à l'avant du détecteur un spectromètre à muons constitué d'un toroïde en fer magnétisé et de quatre segments de chambre à dérives.

f) un aimant compensant le champ axial fort de la grande bobine.

a) Le détecteur central

Le détecteur central est un système de chambres à fils constitué d'une partie avant et d'une partie centrale avec des orientations de fils différentes à cause de la cinématique des interactions ep.

i) La partie avant, couvrant des angles $\theta < 15^\circ$, est un montage de trois chambres à dérives, de trois chambres proportionnelles (servant aussi au déclenchement de l'acquisition des données) et de trois détecteurs de rayonnement de transition entrelacés. Cet assemblage doit permettre d'obtenir une première mesure des traces des jets et des électrons pouvant se trouver dans les jets très à l'avant. Cette information se combinera à celle extraite de la calorimétrie à argon liquide à l'avant, qui possède une bonne granularité, permettant ainsi une bonne identification des électrons et des hadrons.

ii) La partie centrale est constituée de deux chambres à fils avec des fils parallèles à l'axe du faisceau pour la mesure de r et ϕ , deux chambres à dérives avec des fils perpendiculaires à l'axe du faisceau pour la mesure de z et de deux chambres proportionnelles (servant aussi au déclenchement). Elles ont une symétrie cylindrique autour de l'axe des faisceaux.

La partie centrale couvre la région angulaire $15^\circ < \theta < 170^\circ$. Elle doit permettre la reconstruction du point d'interaction ainsi qu'une mesure des traces des particules chargées.

La résolution en moment dans le détecteur central sera $\sigma/p < 0.003 p$ et la séparation des traces sera de l'ordre de 3mm.

b) Le calorimètre de H1

D'une manière générale la calorimétrie d'un détecteur est destinée à mesurer les énergies des particules. Pour de très grandes énergies, elle devient une composante nécessaire à la détection des particules et tous les détecteurs modernes installés auprès des collisionneurs possèdent leurs systèmes particuliers de calorimétrie.

Si le détecteur central joue un rôle très important dans le détecteur H1 la partie calorimétrie y tient une place prépondérante. Ceci autant du point de vue de l'importance de sa structure mécanique et de sa disposition au sein du détecteur que du point de vue de la physique attendue à HERA.

La qualité de la physique standard réalisable à HERA et les possibilités de détection d'une physique nouvelle reposent dans une très large mesure sur la qualité de la calorimétrie du détecteur.

La calorimétrie de l'expérience H1 est basée sur:

- un calorimètre à Argon liquide qui représente l'essentiel de la calorimétrie.

Avec, pour fermer les angles solides non couverts par ce calorimètres:

- un calorimètre électromagnétique à scintillateur dans la partie arrière (c'est-à-dire dans la direction de l'électron) pour des mesures à angles très petits $152^\circ < \theta < 176^\circ$.
- un calorimètre dans la partie très à l'avant (dans la direction du proton)

En complément à cette calorimétrie, le détecteur H1 est équipé d'une structure en fer, pour le retour du flux de champ magnétique, instrumenté de manière à pouvoir mesurer l'énergie des particules (muons) qui ont traversé le calorimètre et les gerbes qui ne sont pas entièrement contenu dans ce calorimètre. (voir partie)

La calorimétrie couvre les régions (sans tenir compte de cette structure en fer) angulaires $4^\circ < \theta < 176^\circ$.

i) Le calorimètre à argon liquide

Les propriétés souhaitées pour le calorimètre à argon liquide de H1 sont:

- une bonne herméticité
- une segmentation élevée dans la direction longitudinale
- une bonne granularité surtout à l'avant
- une calibration absolue de l'énergie meilleure que 1 %
- une séparation électron/hadrons meilleure que 10^3
- une bonne résolution aux électrons de l'ordre de $10\% / E^{1/2}$
- une bonne résolution aux hadrons et aux jets de l'ordre de $55\% / E^{1/2}$

Le calorimètre à argon liquide couvre les angles

$4^\circ < \theta < 20^\circ$ pour la partie avant

$20^\circ < \theta < 152^\circ$ pour les parties restantes

Le calorimètre de H1 est un calorimètre à échantillonnage qui mesure une charge d'ionisation (voir la suite et le chapitre 3).

Les éléments absorbeurs nécessaires à la création des gerbes provoquées par les particules qui les traversent sont des plaques de métal, plomb ou acier, séparées par le milieu actif, l'argon liquide, ionisée par les gerbes (voir chap 3)

Le choix de la calorimétrie à argon liquide repose sur les arguments suivant:

- stabilité de la réponse dans le temps, contrairement aux scintillateurs qui subissent un phénomène de vieillissement.

- calibration relativement aisée (une calibration absolue souhaitée inférieure à 1% pour H1).

- homogénéité et linéarité de la réponse.

ii) *Structure globale*

Le calorimètre à argon liquide peut être vu comme un élément comprenant huit segments le long de l'axe du faisceau. Ces segments se présentent sous forme de roues octogonales. On peut distinguer (Figure 18)

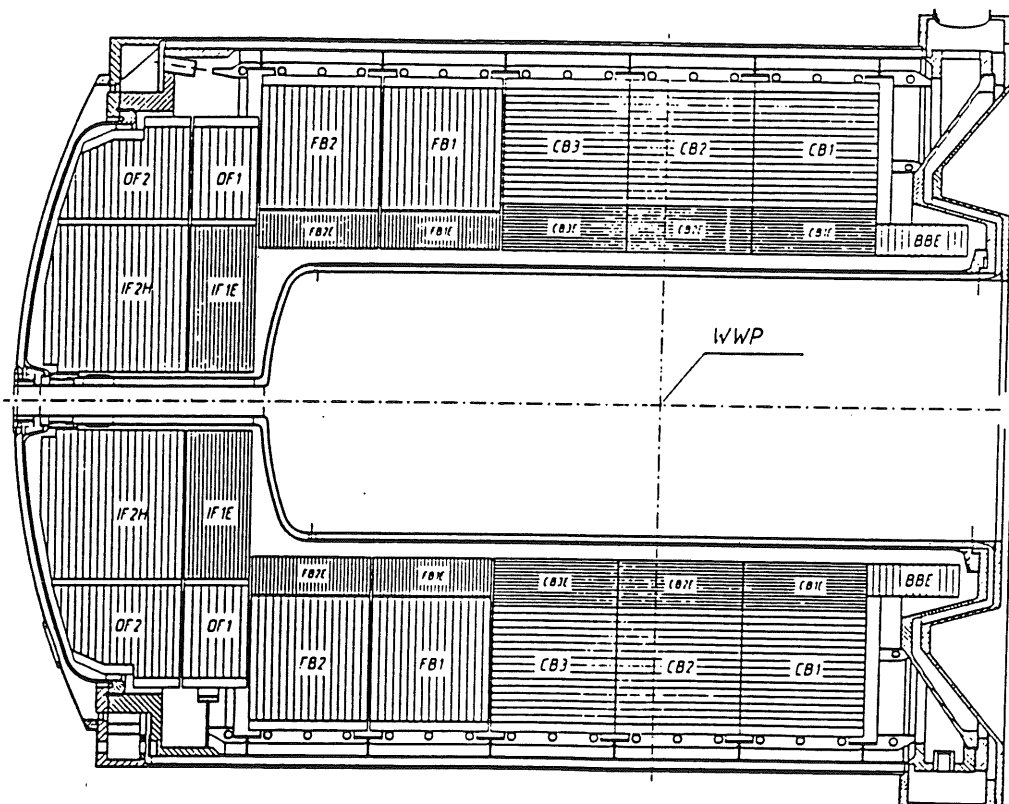


Figure 18. Le calorimètre à argon liquide

- une partie électromagnétique, avec des plaques de plomb comme matériel absorbeur, destinée à, d'une part, mesurer l'énergie des électrons et des photons qui déposent en principe toutes leurs énergie assez rapidement dans cet élément et d'autre part à mesurer une partie (50 %) de l'énergie déposée par les hadrons qui le traverse.

- une partie hadronique, placée derrière cette partie électromagnétique, avec des plaques d'acier comme matériel absorbeur et destinée à mesurer le reste de l'énergie (50 %) déposée par les hadrons.

Chacun des huit octants, composant chacune des roues, contient une partie électromagnétique et une partie hadronique. On distingue les roues suivantes:

trois roues hadroniques et électromagnétiques centrales baptisées CB1H, CB2H, CB3H, CB1E, CB2E, CB3E. Les plaques d'absorbeurs sont rectangulaires et parallèles à l'axe du faisceau (CB pour Central Barrel).

deux roues hadroniques et électromagnétiques avant baptisées FB1H, FB2H, FB1E, FB2E. Les plaques d'absorbeurs sont verticales et perpendiculaires à l'axe du faisceau (FB pour Forward Barrel).

deux roues très à l'avant hadroniques et électromagnétiques baptisées OF1H et IF1E. Avec les plaques d'absorbeurs verticales perpendiculaires au faisceau.

une roue très à l'avant constituée seulement de stack hadronique OF2H, et IF2H avec des plaques d'absorbeurs verticales perpendiculaires au faisceau.

une roue très à l'arrière du détecteur qui est un calorimètre électromagnétique: BBE avec des plaques d'absorbeurs verticales perpendiculaires au faisceau.

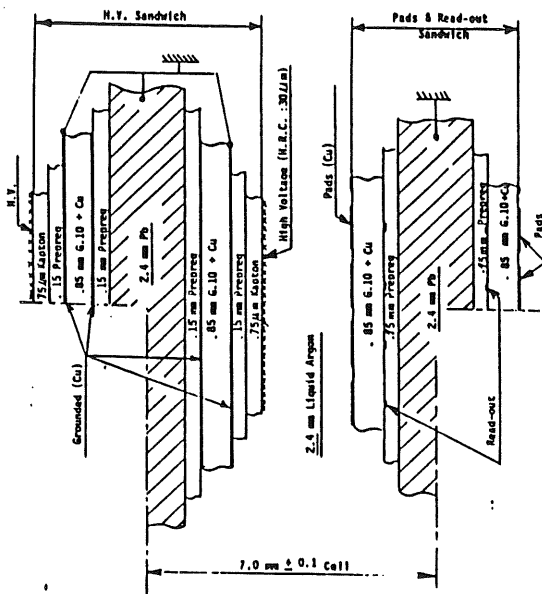
Les dimensions le long de l'axe du faisceau sont données sur la Figure 17, page 68.

Les éléments hadronique IFH et électromagnétique IFE ne sont pas divisés en huit octans mais en deux demi anneaux. l'élément électromagnétique très à l'arrière (BBE) est lui aussi divisé en huit octans. Les éléments OFH hadroniques possèdent eux aussi cette symétrie octogonale.

iii) Les cellules hadroniques et électromagnétiques

La Figure 19, page 73 représente les schémas des cellules électromagnétique et hadronique du calorimètre à argon liquide de H1.

STANDARD E.M. CELL OF LIQUID ARGON



HADRONIC STACK

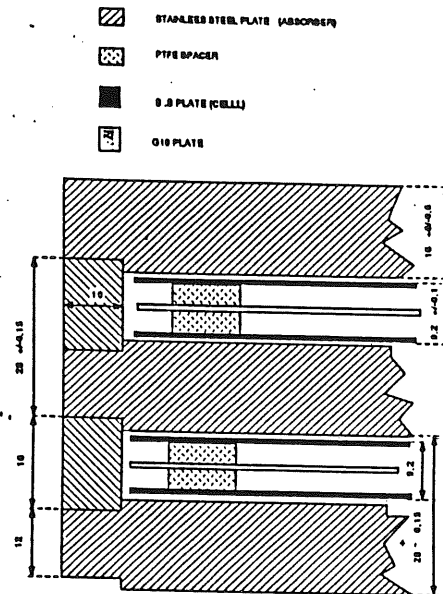


Figure 19. Les cellules électromagnétique et hadronique du calorimètre à argon liquide de H1.

Le principe de fonctionnement d'une cellule de calorimètre à argon liquide est expliqué à l'aide de la Figure 20, page 74.

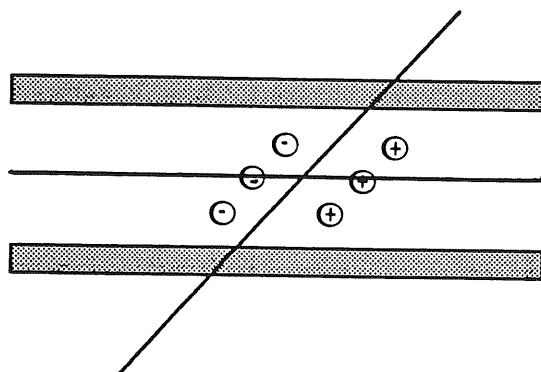


Figure 20. Schème de principe d'une cellule

Deux plaques d'absorbeurs sont séparées par un espace d'argon liquide au milieu duquel on place une plaque de lecture de charges.

Une particule pénétrant le calorimètre subit dans les plaques d'absorbeurs, toute une série d'interactions électromagnétiques et/ou nucléaires (suivant la nature de cette particule incidente) qui a pour effet de provoquer une gerbe de particules secondaires. Les phénomènes de développement de gerbes seront développés plus en détail dans le chapitre 3.

Ces particules secondaires, en traversant l'espace d'argon, l'ionisent et créent des charges Ar^+ et e^- . Les charges d'ionisation sont créées en quantités proportionnelles à l'énergie des particules ionisantes de la gerbe et donc proportionnelles à l'énergie de la particule incidente. Puis ces charges d'ionisation se mettent à dériver sous l'action d'un champ électrique (de l'ordre de 10 kV/cm) instauré dans l'espace d'argon.

En raison de leurs masses les électrons dérivent plus vite (5 m/μs) que les charges positives Ar^+ . Elles sont recueillies par un dispositif de collecte ou de lecture de charges (voir aussi chapitre 3 sur la collecte de la charge). La chambre d'ionisation à argon liquide sera traitée plus en détail dans la fin du chapitre 3 quand on abordera la question de savoir quelle est la charge susceptible d'être recueillie. Le signal obtenu est ensuite traité dans la chaîne électronique.

Un calorimètre est évidemment composé d'un grand nombre de cellules et la mesure de la charge totale permet de mesurer l'énergie de la particule incidente.

i) La cellule hadronique

Le dispositif de lecture d'une cellule hadronique de H1 est une cellule indépendante de 9.2mm d'épaisseur (Figure 19, page 73) insérée entre deux plaques d'absorbeurs en Acier, chacune épaisse de 16mm. L'espace d'argon est de 2 fois 2.3 mm et comme la cellule indépendante de lecture est elle même équipée de deux plaque d'acier de 1.5 mm, l'absorbeur en acier possède une épaisseur totale de 19mm.

ii) La cellule électromagnétique

Pour la cellule électromagnétique, chaque plaque d'absorbeur en plomb de 2.4 mm d'épaisseur est équipée alternativement de:

- d'une structure destinée à assurer la haute tension dans l'espace d'argon
- d'une structure destinée à la collecte des charges d'ionisation. Les circuits imprimés de lecture de charges sont installés (collage) sur les plaques de plomb

L'espace d'argon entre chaque plaque d'absorbeur ainsi équipée est de 2.4 mm. L'épaisseur totale d'une cellule est alors de 7 mm.

iv) La granularité et la segmentation longitudinale

La surface des plaques de lectures de charges est subdivisée en éléments carrés, les pads (de 10 à 100 cm² ref. 41), qui recueillent les charges d'ionisation.

La subdivision de la surface des plaques de lecture revient à définir une subdivision de l'espace en petit élément qui va permettre de définir la granularité du calorimètre H1. En effet en regroupant les pads entre eux, on définit une tour qui correspond alors à un certain volume élémentaire dans le calorimètre.

A chacune de ces tours va correspondre une voie électronique, qui lira alors la charge totale déposée dans le volume de la tour qui se comporte comme un petit condensateur. La granularité du volume du calorimètre est ainsi définie, un "grain" de calorimètre est le volume d'une tour. Cette granularité est d'autant plus fine que le nombre de tour et donc de voie électronique est grand.

Les cellules reliées entre elles sur le chemin longitudinal permet de définir la segmentation d'un élément calorimètre.

Pour le calorimètre à argon liquide dans sa phase complète il est prévu 44704 voies d'électronique, ce qui constitue une très bonne granularité et une caractéristique remarquable du calorimètre de H1.

Les tours sont agencées de manière projectives selon l'angle φ et pseudo projective selon l'angle θ c'est-à-dire dans cette direction les tours apparaissent en marche d'escalier. Plus exactement la géométrie de tours est pointante vers le point d'interaction en θ dans le calorimètre électromagnétique et non pointant en θ dans le calorimètre hadronique. Ceci pour s'accomoder de la géométrie des "cracks" (régions entre deux octants, nécessaires compte tenu des tolérances mécaniques et des espaces nécessaires aux passages de cables):

a) Pour la partie électromagnétique.

Une bonne mesure de l'électron est importante et on espère que celui ci est isolé. La géométrie est alors pointante en θ ce qui permet de faire des coupures fiducielles.

b) Pour la partie hadronique.

La géométrie est non pointante pour éviter qu'il y ait des hadrons qui ne soient pas mesurés (ceux ci peuvent se répartir dans beaucoup de parties du calorimètre, sans de coupures fiducielles).

v) *L'électronique du calorimètre à argon liquide*

Le système électronique du calorimètre de H1 doit tenir compte des contraintes suivantes:

- contraintes dues aux faisceaux qui apportent une grande quantité d'énergie à des intervalles de temps de l'ordre de 100ns dans les cellules du tours du calorimètre où les capacités sont grandes (de l'ordre de 1 à 3 nF) et le temps de collection de charge relativement grand.

- contrainte due au signal de déclenchement donné à environ 2.2 μ s après le croisement des faisceaux ayant engendrés l'événement pour permettre le stockage puis le traitement de l'information délivrée par la chaîne électronique.

En outre, l'électronique du calorimètre doit pouvoir traiter l'information que les cellules reçoivent sous forme de charges d'ionisation. L'électronique doit donc aussi tenir compte des contraintes due à:

- l'amplitude d'un signal pour un électron de 250 GeV, le signal maximum est de $4.58 \cdot 10^8$ e dans le calorimètre électromagnétique, soit une charge maximum de 73.2 pC.

- au temps de dérive des électrons d'ionisation dans l'argon, de l'ordre de 460 à 500 ns.

- le bruit électronique du aux capacités des tours qui est estimé à $5000 \text{ e} + 5000/\text{nF}$ (réf. 41). Il est de $50.3 \cdot 10^3$ e dans la partie électromagnétique et de $51.4 \cdot 10^3$ dans la partie hadronique, soit environ $8 \cdot 10^{-3}$ pC dans chacune des deux parties.

La gamme dynamique de la chaîne est définie comme le rapport du signal maximal au bruit électronique. Pour un électron de 250 GeV cette gamme dynamique est de l'ordre de 10^4 ce qui sature la gamme de 12 bits ($2^{12} = 4096$) des convertisseurs analogique-digital, ADC, de la chaîne électronique.

Par conséquent on choisit d'amplifier les petits signaux d'un gain 8 ce qui correspond à une gamme dynamique supplémentaire de 3 bits.

Il est alors possible d'étendre la gamme dynamique des convertisseurs analogiques digital à 15 bits pour ces signaux. Pour 75 % des voies la gamme dynamique de 12 bits est suffisante mais pour 25% de ces voies il est nécessaire de l'étendre à 15 bits, ceci pour tenir compte des deux régimes de gain, le gain 1 et le gain 8, des amplificateurs.

Dans une première étape le signal analogique de chaque voie est préamplifié et mis en forme puis stocké sur une capacité (Sample and hold) lorsqu'il y

a eu déclenchement. Chaque groupe de quatre voies adjacentes est sommé et l'information ainsi construite est utilisée pour le déclenchement. A ce niveau il y a également un premier multiplexage par 16 de manière à ne contenir que dans une seule voie. Le signal subit ensuite un deuxième multiplexage par 8 avant d'être envoyé en parallèle sur un amplificateur de gain 1 et un amplificateur de gain 8. Plus haut dans la chaîne, ce signal subit une opération dite de "soustraction analogique" où le signal du bruit est soustrait au signal réel comprenant le signal lié à l'ionisation et haut bruit blanc du préamplificateur plus le bruit basse fréquence. Ceci permet de disposer d'une signal où l'on s'affranchit du bruit basse fréquence ramassé par la longueur des câbles par exemple. C'est ce signal qui est converti dans le convertisseur analogique digital (ADC) et transmis au processeur d'acquisition.

La Figure 21 représente le schéma de l'électronique de H1.

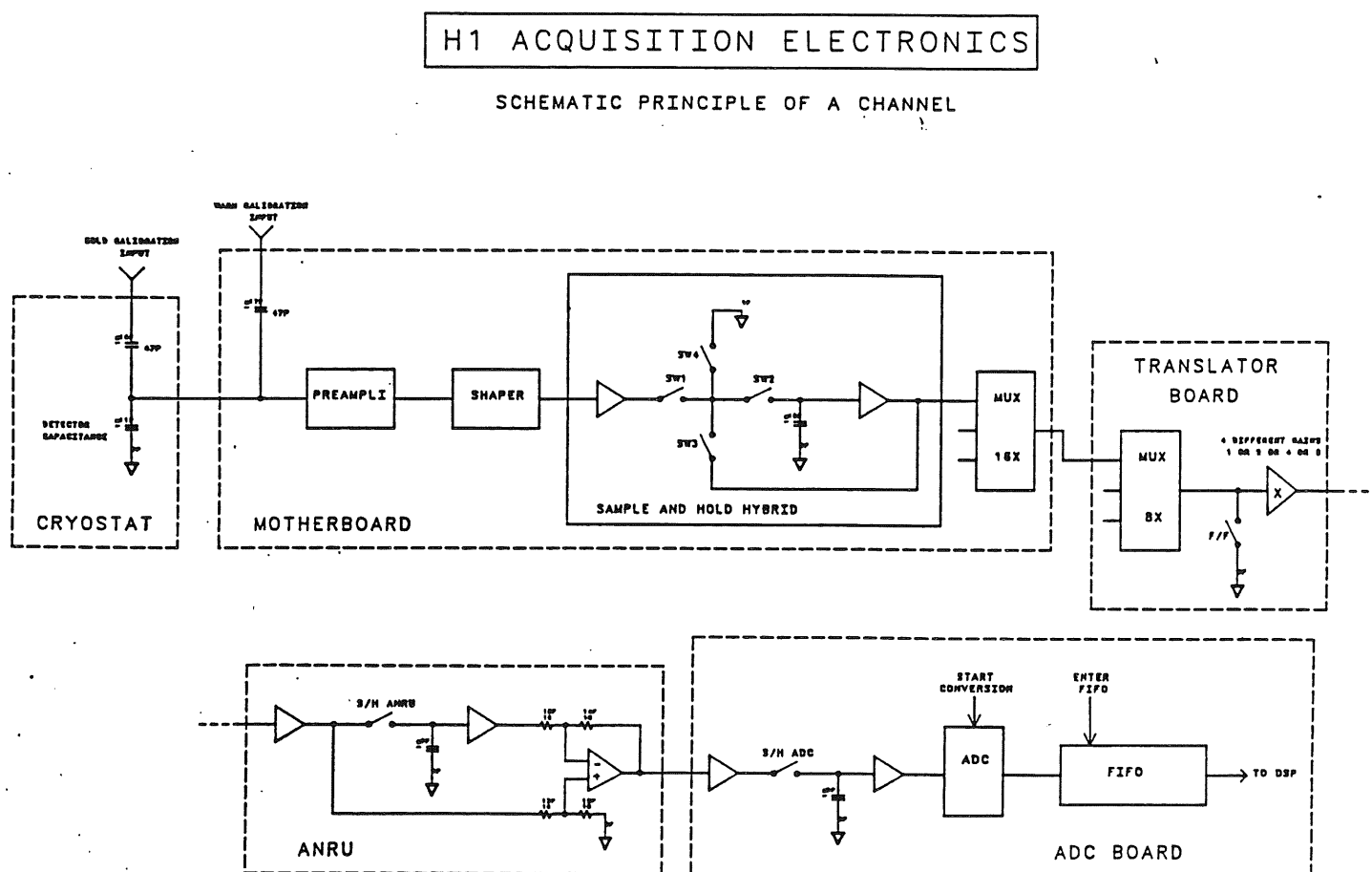


Figure 21. Schéma de l'électronique du calorimètre à argon liquide

vi) La calibration de la chaîne électronique

Dans son principe, la calibration de la chaîne électronique est déterminée en injectant dans cette chaîne une charge connue sur les pads calorimètre. La forme de l'impulsion de charge doit se rapprocher de la forme d'un signal réel. Puis on mesure la charge dans les ADCs.

On distinguera deux types de calibration suivant l'injection de signaux de calibration sur des capacités (calibrées à mieux de 0.5 %):

- Une calibration dite chaude où les signaux de calibration sont injectés sur les cartes d'électroniques ce qui permet de contrôler les gains et les pieds-taux pendant une période d'acquisition de données.

- Une calibration dite froide où les signaux de calibration sont injectés le plus près possible des pads, les capacités de calibration étant, situées l'intérieur du cryostat, afin de tenir compte des câbles entre la tour individuelle et le préamplificateur. La calibration froide permet une mesure plus précise de la réponse des ADCs.

vii) Le calorimètre très à l'arrière

Il est destinée à couvrir la région angulaire $150^\circ < \theta < 170^\circ$ c'est à dire la région très à l'arrière, dans la direction de l'électron, qui n'est pas couverte par le calorimètre à Argon liquide, pour des raisons évidentes d'accès au détecteur central.

C'est un calorimètre à échantillonnage de plomb et scintillateur où des photodiodes assurent le rôle de lecture de l'impulsion de lumière. La segmentation prévue est de 2.5 mm de plomb et 4mm de scintillateur pour une profondeur totale de 22 longueurs de radiation.

Malgré le fait qu'un calorimètre plomb/scintillateur soit moins stable et homogène qu'un calorimètre à argon liquide, cette solution est acceptable dans la région angulaire $152^\circ < \theta < 176^\circ$ car les segments de ce calorimètre peuvent être facilement calibrés en utilisant les électrons des diffusions à courants neutres à bas Q^2 . Ceci permet d'obtenir un pic étroit avec une grande statistique autour de la valeur de l'énergie du faisceau d'électrons et donc un bon contrôle de cette valeur.

viii) Le calorimètre très à l'avant

C'est un détecteur cuivre silicium.

Il couvre la région angulaire située très à l'avant du calorimètre pour mesurer l'énergie hadronique qui n'est pas vue par le calorimètre à argon liquide $12.5\text{mr} < \theta < 60\text{mr}$.

c) La bobine supraconductrice

Le calorimètre à argon liquide et son cryostat sont situés à l'intérieur de la bobine supraconductrice qui fournit le champ magnétique de 1.2 Tesla au centre.

Le choix d'une grande bobine supraconductrice située à l'extérieur de la calorimétrie est motivé par les arguments suivants:

- Elle fournit un champ magnétique homogène et fort dans les détecteurs centraux.

- Le volume du matériel mort sur la trajectoire des particules avant le calorimètre électromagnétique peut ainsi être minimisé. Il est alors possible d'optimiser la résolution en énergie des électrons et leur identification.

- En conséquence le volume du calorimètre est limité.
- Elle permet une mesure des moments et de la direction des muons.

C'est une bobine supraconductrice refroidie par une circulation d'hélium liquide. Elle se présente comme un enroulement de conducteur en aluminium sur un cylindre de support. Le rayon d'enroulement est de 2.75m.

d) Le fer instrumenté

Une structure de fer couvre complètement le solénoïde supraconducteur et elle est destinée à:

- assurer le retour de champ magnétique
- servir de matériel absorbeur pour la calorimétrie des gerbes hadronique qui ne sont pas complètement contenues dans le calorimètre à argon liquide et pour l'identification des muons.

Pour remplir cette dernière tâche le fer est laminé en plaque et segmenté de manière à pouvoir être instrumenté. 10 plaques de 7.5mm de fer sont prévues pour cette segmentation.

L'espace laissé libre entre deux segments sera occupé par des tubes et des chambres pour la calorimétrie et l'identification des muons.

Un spectromètre à muons placé très à l'avant du détecteur couvrant les régions de 3° à 17° donne une mesure complémentaire à celle du fer instrumenté.

Il est constitué par un toroïde créant un champ magnétique de 1 T et de deux doubles éléments de chambre à dérive de part et d'autre du toroïde.

IV- La calorimétrie

1 - Introduction

Connaitre la structure fondamentale de la matière c'est connaitre ses constituants élémentaires et les interactions qui les gouvernent. L'experimentation en physique des particules permet, d'une certaine manière, d'accéder à cette connaissance grace, entre autre, à la technique des collisions énergiques entre particules.

Créer des collisions entre particules n'a d'intérêt que si l'expérimentateur est capable de détecter les particules produites lors des interactions.

En conséquence détecter les particules devient une tache essentielle en physique des hautes énergies. Les calorimètres représentent aujourd'hui une classe de plus en plus importante de detecteurs et deviennent des éléments prépondérants dans les grands détecteurs installés auprès des collisionneurs modernes.

Ce chapitre divisé en quatre parties servira d'introduction aux notions de bases de calorimétrie, technique qui permet de mesurer l'énergie d'une particule grace à la gerbe de particules secondaires qu'elle provoque dans le détecteur.

Les parties deux et trois de ce chapitre seront consacrées aux développements des gerbes électromagnétiques et hadroniques respectivement. Dans la quatrième partie les points plus spécifiques aux chambres d'ionisation à argon liquide seront développés.

2 - Généralités

Dans son principe un calorimètre est un bloc de matière qui absorbe ou arrête complètement les particules incidentes. Ces particules incidentes interagissent avec la matière du calorimètre et créent des particules secondaires qui à leur tour interagissent avec la matière en créant d'autres particules. Ils se crée ainsi une cascade ou une gerbe de particules secondaires et la déposition de l'énergie se fait par ces gerbes de particules secondaires d'énergie de plus en plus faibles. L'épaisseur du calorimètre doit alors etre suffisante pour que les particules interagissant avec la matière déposent toute leur énergie dans son volume.

Seule une partie de l'énergie déposée est détectable sous forme d'un signal analysable, proportionnel à l'énergie initiale qui peut être soit une lumière de scintillation soit une charge d'ionisation, donnant lieu tous les deux à des techniques de calorimétries différentes.

Un calorimètre moderne pour mesurer les particules de hautes énergie possède souvent deux types de matériel bien distinct. Ce sont des calorimètre à échantillonnage où on trouve d'une part un milieu pour absorber les particules incidentes et créer les gerbes de particules secondaires, c'est le milieu absorbeur et d'autre part, un milieu pour créer le signal analysable due à

ces particules secondaires, c'est le milieu (ou matériel) de lecture ou encore milieu actif.

Dans certains calorimètres les deux rôles sont joués par un seul matériau, ce sont des calorimètres homogènes (le calorimètre BGO de l'expérience L3 du LEP est un calorimètre homogène).

Les intérêts suscités par les calorimètres ont été cités par Fabjan (ref. 43):

- ils sont sensibles aux particules neutres et aux particules chargées.
- la perte d'énergie par le développement d'une gerbe de particules secondaires est un processus statistique. Le nombre moyen de particules secondaires $\langle N \rangle$ est proportionnel à l'énergie de la particule incidente.
- En conséquence la résolution en énergie σ/E se comporte comme $(1/\langle N \rangle)^{1/2}$ qui est de l'ordre de $(1/E)^{1/2}$
- les longueurs des calorimètres s'échelonnent en fonction du logarithme de l'énergie de la particule d'où des contraintes dimensionnelles dépendant du domaine d'énergie envisagé.
- pour les calorimètres segmentés, l'information sur le développement de la gerbe permet des mesures précises sur la position de la particule.
- ils doivent permettre une identification des muons, des électrons et des hadrons en raison du comportement différent de ces particules dans un calorimètre.
- leurs temps de réponses peut être rapide, de l'ordre de 100 ns, ce qui permet leur utilisation même pour une fréquence d'interaction très élevée.

En outre, l'engouement croissant pour cette technique de détection réside aussi beaucoup dans le genre de physique que l'on désire étudier. Les échelles d'énergies atteintes aujourd'hui permettent d'entrer de plein pied au niveau du quark. Les jets, provenant de la fragmentation des quarks produits, contiennent un grand nombre de particules (de l'ordre de 10 ou plus) et il n'est alors plus question d'étudier les propriétés des particules individuelles comme il était possible de la faire dans les chambres à bulles. De plus les nouvelles particules créées peuvent se désintégrer en produisant des neutrinos qui n'interagissent pas avec la matière du détecteur et donc ne contribuent pas au signal du calorimètre.

Les bilans des énergies mesurées par le calorimètre pour ces interactions font apparaître un manque d'énergie, l'énergie manquante. Par conséquent au lieu de mesurer précisément la quadri-impulsion de toutes les particules individuelles pour chaque interaction, il faut envisager des mesures des caractéristiques globales des événements tel que l'énergie manquante, l'énergie transverse totale et la production des jets.

Les calorimètres sont particulièrement bien adaptés à ces mesures contrairement aux chambres à bulles où la densité des traces de particules à ces échelles d'énergie devient effroyable.

De plus les probabilités d'engendrer certains processus sont si petites (voir chapitre 16) que ces processus rares ne représentent qu'une fraction (de l'ordre de 10^{-8}) de toutes les collisions.

C'est pourquoi les collisionneurs modernes fonctionnent avec des luminosités élevées et permettent un taux élevé de collisions.

Le temps de réponse des calorimètres (de l'ordre de 100 ns) laisse la possibilité de sélectionner rapidement les collisions intéressantes et permet de réduire le taux d'événements enregistrés sur bandes d'un facteur allant jusqu'à 10^8 . Cette technique de détection permet d'analyser les processus rares.

2 - La gerbe électromagnétique

a) Les mécanismes de pertes d'énergie pour les gerbes électromagnétiques

Les particules qui pénètrent un calorimètre peuvent interagir et perdre leurs énergies de beaucoup de manières différentes.

Toutefois ces interactions se rangent en deux grandes catégories selon qu'elles sont électromagnétiques ou non. Dans cette partie on discutera de la gerbe électromagnétique qui concerne essentiellement les électrons, les photons et leurs interactions.

Les mécanismes de pertes d'énergie lors du développement d'une gerbe électromagnétique sont complètement décrit par l'électrodynamique quantique. Ces interactions électromagnétiques sont essentiellement :

- processus d'ionisation pour les électrons et les positrons
- production de paires electron-positron
- diffusion compton
- effet photoélectrique
- le rayonnement de freinage (bremsstrahlung)

Ces processus sont plus ou moins dominant selon l'échelle d'énergie envisagées (Figure 22, page 83) Pour les électrons de basse énergie (< 10 Mev) les pertes d'énergie par ionisation dominant. Les pertes d'énergie par bremsstrahlung deviennent de plus en plus importantes entre 10 Mev et 1 Gev et au delà de 1 Gev le bremsstrahlung devient le phénomène critique le plus important. Pour les photons, les pertes d'énergie par effet compton et effet photoélectrique dominant à basse énergie - ie < 4 Mev, mais au delà de 10 Mev ce sont les pertes d'énergie par création de paires e^+e^- qui dominant. Un électron avec une énergie de l'ordre du Gev peut produire par bremsstrahlung un nombre de l'ordre de un millier de photons. Les plus énergiques d'entre eux vont perdre leur énergie par créations de paires e^+e^- et les plus énergiques de ces e^+ cèdent une partie de leur énergie en produisant à leur tour d'autres photons et ainsi de suite jusqu'à atteindre des énergies inférieures à la dizaine de Mev ou les processus d'ionisation pour les e^+ et e^- et les effets compton et photoélectrique pour les photons dominant.

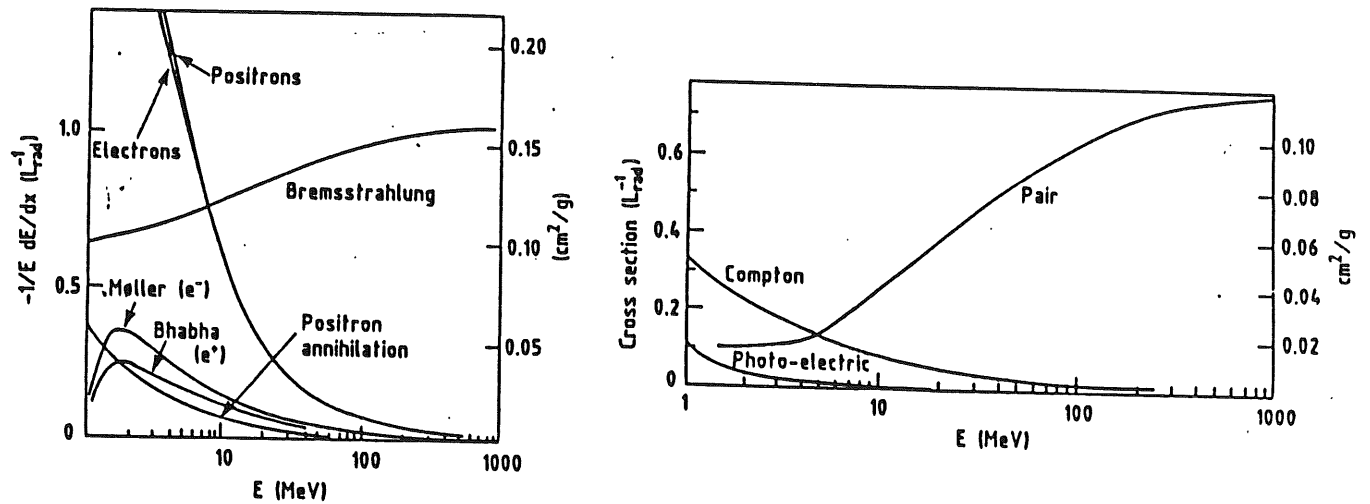


Figure 22. Processus de pertes d'énergie des électrons, positrons et photons des références (43,44).

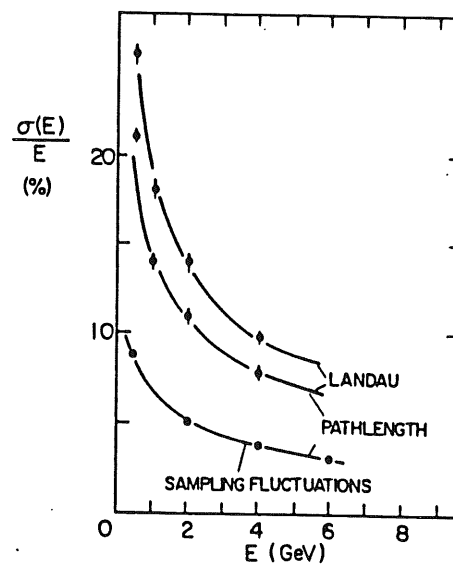


Figure 23. Contributions à la résolution en énergie tirées des références (43,44).

Le résultat est qu'une gerbe électromagnétique consiste en des milliers de particules qui sont des électrons, des positrons et des photons. L'énergie moyenne des particules d'une gerbe dépend donc de "l'âge" de cette gerbe et

de la profondeur de pénétration dans le détecteur. Plus la gerbe pénètre profondément dans le détecteur plus l'énergie des particules de la gerbe sera petite.

Les mécanismes de perte d'énergie d'une gerbe électromagnétique sont complètement gouvernés par les lois de l'électrodynamique quantique et dépendent essentiellement de la densité en électron du milieu absorbeur du calorimètre c'est à dire le Z du matériau.

Au dessus de 1 GeV les processus principaux deviennent indépendant de l'énergie de la particule. Pour cette raison il est possible de décrire la dimension longitudinale caractéristique d'une gerbe électromagnétique à énergie (> 1 GeV) d'une manière indépendante du matériau absorbeur. On définit ainsi la longueur de radiation X_0 par la perte d'énergie $\Delta E/\Delta x$ par radiation de la manière suivante :

$$(\Delta E/\Delta x)_{\text{moyen}} = - E / X_0$$

où x est l'épaisseur du matériau en unité X_0 et E l'énergie de l'électron en MeV. Le terme $1/X_0$ peut être calculé rigoureusement (Rossi). Il peut être aussi exprimée de manière approximative par (Ama) :

$$X_0 \text{ (g/cm}^2 \text{)} = 180 A / Z^2$$

à mieux de 20% pour $Z > 13$, Z étant le numéro atomique du matériau.

La longueur de radiation X_0 est donc la distance au delà de laquelle un électron énergétique (> 1 GeV) perd en moyenne 63.2 % ($1-1/e$) de son énergie par bremsstrahlung. C'est aussi une longueur qui est égale à 7/9 de la distance moyenne parcourue par les photons énergiques avant de se convertir en paires électron-positron. Alors qu'à haute énergie (perte d'énergie par bremsstrahlung pour les e^+e^- et créations de paires pour les photons) la gerbe électromagnétique est gouvernée par la valeur X_0 , la partie basse énergie de la gerbe (perte d'énergie par ionisation pour les e^+e^- et par effet Compton et photoélectrique pour les photons) est caractérisée par une énergie critique du milieu ϵ_c .

On peut la définir par le seuil où un électron perd autant d'énergie par collisions que par radiation. On a :

$$(dE/dx)_{\text{collisions}} \text{ en unité } X_0^{-1} = - \epsilon$$

ϵ en (MeV / X_0), qu'on peut évaluer approximativement par :

$$\epsilon \text{ (MeV)} = 550 / Z$$

Avec une précision supérieure à 10 % pour $Z > 13$.

Cette valeur représente approximativement la valeur limite de l'énergie d'un électron en dessous de laquelle les pertes d'énergie par processus d'ionisation domine les pertes d'énergie par bremsstrahlung. On peut voir cette limite comme une énergie critique où le point minimum au dessous duquel aucune multiplication supplémentaire de la gerbe ne se produit.

Au dessus de cette énergie les photons produisent en moyenne plus d'une particule chargée par création de paire et les électrons produisent essentiellement de nouveaux photons.

Au dessous de cette énergie chaque photon ne produit qu'un seul électron (Compton, photoélectron) et les électrons ne produisent pas de nouveaux photons.

Comme on l'a vu, en terme de X_0 le développement longitudinal de la gerbe électromagnétique est approximativement indépendant du matériau dans lequel elle se développe. Les petites différences entre les différents matériaux

sont dues au fait que la longueur de radiation est définie pour des particules énergiques, définition qui ne tient pas compte des particularités à basse énergie (dans la région du MeV) où les pertes d'énergie dépendent du matériau. Le déplacement du maximum de la gerbe (où les pertes d'énergie sont les plus importantes) pour des profondeurs plus grandes dans des matériaux à grand Z est une conséquence du fait que la multiplication des particules peut encore continuer à des énergies légèrement inférieures au GeV.

Pour des particules énergiques, il a été possible de faire une description analytique du développement de la gerbe électromagnétique. Son profil est donné par (ref. 43) :

$$dE / dt = E_0 (b^{\alpha+1} / \Gamma(\alpha+1)) t^{\alpha} e^{-bt}$$

où x est l'épaisseur du matériau absorbeur en unité X_0
et $t = x/X_0$, $\alpha = bt_{\max}$, $b = 0.5$.

Pour un électron incident de 10 GeV, il faut que la gerbe parcoure environ 25 X_0 pour être absorbée à 99 %. Ceci correspond à 14 cm de plomb, 44 cm de fer et 220 cm d'aluminium !

Si l'énergie des particules augmentent, il suffit de rajouter une quantité minime de matière pour contenir la gerbe dans les mêmes proportions.

b) Le développement latéral de la gerbe électromagnétique

Le développement latéral provient de deux effets :

- les électrons s'écartent de l'axe par diffusion multiple
- les photons de bremsstrahlung dans la région d'énergie où les sections efficaces sont minimales peuvent s'écarter fortement de l'axe de la gerbe plus particulièrement si les électrons de la gerbe qui les émettent se sont déjà écartés de l'axe.

Au début du développement de la gerbe dans sa particule plus énergétique, le développement latéral est caractérisé par l'angle d'émission de bremsstrahlung et la diffusion multiple.

Quand un électron traverse la matière du calorimètre, il peut émettre un photon à la suite de l'interaction coulombienne avec le champ électrique du noyau de l'atome. Ces photons ont un spectre d'énergie qui diminue exponentiellement jusqu'à l'énergie de l'électron. Mais en général, le photon ne porte qu'une fraction de cette énergie. L'électron subit une petite déviation, quand ce processus est répété, on a des diffusions multiples.

Ce dernier processus produit un élargissement progressif de la gerbe.

Pour décrire cet élargissement on définit le rayon R d'un cylindre contenant la gerbe électromagnétique à 95 % :

$$R = 2 \rho_M$$

où ρ_M est le rayon de Molière défini comme le rapport de X_0 à l'énergie critique.

$$\rho_M = \frac{E_S X_0}{\epsilon}$$

$E_S = 21$ MeV constante venant de la diffusion multiple (ROSSI).

ϵ en MeV X_0 en g/cm^2 d'où ρ_M en g/cm^2 .

Le rayon de Molière décrit la déflection latérale moyenne des électrons d'énergie ϵ traversant une longueur de radiation.

Tout comme la longueur de radiation, le rayon de Molière est défini par des particules assez énergiques (> 1 GeV) et ne tient pas compte des effets particuliers survenant à basse énergie dans la région du MeV.

Les gerbes électromagnétiques sont étroites particulièrement au cours des premières longueurs de radiation.

On peut donner une approximation de ρ_M

$$\rho_M \sim \frac{7}{Z} \frac{A}{Z} [g \text{ cm}^{-2}]$$

Le rayon de Molière dans le plomb est de l'ordre de 1,7 cm.

c) La résolution en énergie pour une gerbe électromagnétique.

La résolution de la mesure de l'énergie d'une gerbe est déterminée par les fluctuations dans le nombre de particules créées au cours de la propagation de cette gerbe dans le calorimètre. Ce sont des fluctuations de sampling où plusieurs effets interviennent:

- les fluctuations de sampling intrinsèques
- les fluctuations de Landau
- les fluctuations de longueur de parcours

Les gerbes électromagnétiques dissipent leur énergie dans le calorimètre. Cette énergie est portée soit par des électrons, signal visible, soit par des photons, signal invisible. L'énergie visible ne peut être déposée que par la composante électron. Dans une gerbe électromagnétique, l'énergie est donc déposée dans le calorimètre surtout grâce aux électrons.

i) Les fluctuations de sampling intrinsèques

Les particules énergiques de la gerbe qui contribuent aux fluctuations de sampling sont principalement produites par paires électron positron (création de paires). Par conséquent, les fluctuations dans leur nombre sont données par $\sqrt{N}/2$ au lieu de \sqrt{N} . Ces fluctuations sont appelées fluctuations de sampling intrinsèque, c'est à dire la fluctuation statistique du nombre de positrons et d'électrons qui traversent les plans du milieu actif. Leurs contributions au signal peuvent être accrues par le fait qu'elles peuvent traverser plusieurs plans de milieu actif, surtout si une plaque du milieu absorbeur est fine, $< 1 X_0$.

Si on appelle N_x le nombre de passages à travers un

$$N_x = T / d$$

où T est la longueur totale de la trace d'une particule chargée (en longueur de radiation) et d (en X_0) est l'épaisseur d'une cellule (un plan de milieu passif plus un plan de milieu actif).

On peut exprimer T de la manière suivante :

$$T = E / \epsilon$$

où ϵ est l'énergie critique et E est l'énergie de la particule. Ces énergies sont en MeV. Pour montrer cette relation un petit modèle est développé dans l'appendice de ce chapitre. La longueur moyenne des traces $\langle T \rangle$ des particules chargées est proportionnelle à l'énergie E de la particule initiale. La longueur moyenne des traces détectables $\langle T_d \rangle$ en (X_0) est toujours plus petit que $\langle T \rangle$ d'un facteur $F(z)$:

$$\langle T_d \rangle \approx F(z) \frac{E}{\epsilon}$$

avec $F(z) = e^{-z} \left[1 + z \log \left(\frac{z}{1.53} \right) \right] \frac{\Delta F(z)}{F(z)} \approx 10 \% \text{ pour } z < 0.3$

et avec $z = 2.29 E_{\text{seuil}}/\epsilon$ sous l'approximation B de Rossi. E_{seuil} étant l'énergie seuil ou encore l'énergie minimum détectable. L'approximation B de Rossi étant la suivante, à basse énergie ($< 1 \text{ GeV}$) les électrons perdront leurs énergies par collisions mais on ne connaît pas d'expression simple pour les probabilités de collisions sur les atomes. L'approximation consiste à remplacer ces pertes d'énergie par collisions par une dissipation continue d'énergie par :

Longueur de radiation $\epsilon(E) \left[\frac{\text{MeV}}{X_0} \right] = - \langle \frac{dE}{dr} \rangle$

L'approximation B de Rossi n'est valable que pour des matériaux légers. Pour d'autres matériaux il faut définir z (ref. 45):

$$z = 4.58 \frac{Z}{A} \frac{E_{\text{seuil}}}{\epsilon}$$

On obtient sous l'approximation B de Rossi :

$$N_x = \frac{\langle T_d \rangle}{d[X_0]} [X_0] = F(z) \frac{E}{\epsilon_0 d[X_0]}$$

$d(X_0)$ étant l'épaisseur d'une cellule (un élément du milieu actif et un élément du milieu passif) du calorimètre à échantillonnage. Le terme $\epsilon_0 d$ restant ambigu car ϵ_0 se rapporte au milieu passif et d à l'épaisseur de toute la cellule. Cette expression de vient très approchée lorsque les épaisseurs des cellules deviennent petites. La contribution à la résolution en énergie s'exprime alors pour de très petites épaisseurs de milieu passif:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{\sigma}{N_x} (N_x) = \frac{1}{\sqrt{N_x}} = 3.2 \% \left[\frac{\Delta E (\text{MeV})}{E (\text{GeV})} \right]^{1/2} = 3.20 \% \sqrt{\frac{\epsilon [\text{MeV}]}{F(z)} \frac{d[X_0]}{E [\text{GeV}]}}$$

cette dernière relation n'est pas valable pour des petites épaisseurs et elle est correcte avec l'approximation B de Rossi qui ignore les propriétés transverses de la gerbe (pour une expression plus détaillée voir référence 47)

Malgré tout, cette contribution peut être vue comme une limite inférieure aux fluctuations de sampling en général à cause au moins de deux raisons:

- les traces viennent d'une production de paires et le nombre de traversées de milieu actif est seulement $N_x/2$ pour les productions complètement corrélées
- la diffusion multiple a pour effet d'augmenter la distance d

$$d = \frac{d}{\langle \cos \theta \rangle} \text{ avec } \langle \cos \theta \rangle \sim \cos \frac{21 \text{ MeV}}{E \pi}$$

θ étant l'angle caractéristique de diffusion multiple.

ii) Les fluctuations de Landau

Les particules ionisantes qui traversent une épaisseur x de matériel déposent leur énergie selon une distribution asymétrique avec une queue de distributions dans les dépositions importantes d'énergies.

La contribution à la résolution en énergie de la queue de cette distribution de Landau après N passage à travers un plan de milieu passif et un plan de milieu actif n'est pas proportionnelle à $N^{-1/2}$ (ref. 45).

$$\frac{\sigma(E)}{E} \sim \frac{1}{\sqrt{N}} \frac{2}{\ln 10^4 x \text{ (g cm}^{-2}\text{)}}$$

Pour $x \sim 1 \text{ g cm}^{-2}$ les fluctuations de sampling sont augmentées de moins de 3 %.

Pour $x \sim 10^{-3} \text{ g cm}^{-2}$ comme dans le cas d'un gaz la résolution est détériorée d'un facteur de l'ordre de \sqrt{Z} les fluctuations de Landau sont particulièrement sensibles pour les calorimètres à gaz.

Les fluctuations de Landau sur la déposition d'énergie dans les plans de milieu actif peuvent être estimées à :

$$\frac{\sigma(E)}{E} \text{ Landau} = \frac{3}{\sqrt{N_x} \cdot \text{Log}(1,3 \times 10^4 \delta)}$$

où δ en MeV donne la perte d'énergie par plan actif.

Pour $\delta \sim$ quelques MeV, ie quelques mm de scintillation ces fluctuations sont petites.

Pour $\delta \sim$ KeV comme dans les détecteurs à gaz la contribution devient beaucoup plus importante.

Dans les calorimètres à gaz en effet, à cause de la fraction de sampling, peu de photons engendrent des interactions dans le gaz. Seules les particules créées dans l'absorbeur contribueront au signal. Le nombre de particules de la gerbe par GeV détecté sera plus petit que dans le cas précédent et les fluctuations plus grandes. Par conséquent, les résolutions seront plus mauvaises.

iii) Les fluctuations de longueur de parcours

A cause des diffusions multiples, les particules ionisantes de petite énergie ne traversent pas forcément les cellules de manière perpendiculaire, en empruntant le chemin le plus court, et peuvent être soumises à des déflexions importantes. Les fluctuations de longueur de parcours résultent des différents angles de passage à travers le milieu actif de la cellule.

Ces fluctuations de longueur de parcours ainsi que les fluctuations de Landau sont petites comparées aux fluctuations de sampling intrinsèques (Figure 23, page 83).

3 - La gerbe hadronique.

a) Généralités

Dans un calorimètre, la mesure de l'énergie d'une gerbe créée par des hadrons n'est pas fondamentalement différente de la mesure de l'énergie d'une gerbe électromagnétique.

La différence réside essentiellement en ceci : les interactions des hadrons avec la matière du calorimètre sont plus nombreuses que les interactions responsables des gerbes électromagnétiques et par conséquent, la compréhension détaillée d'une gerbe hadronique devient plus compliquée.

Un hadron de haute énergie (> 1 GeV) qui pénètre dans la matrice du calorimètre interagira avec un noyau de cette matière. L'énergie cédée par le hadron incident peut être utilisée pour :

- produire des mésons π^{\pm} , K^{\pm}
- produire des π^0 , η par échange de charge
- exciter les noyaux qui peuvent en se désexcitant, émettre des protons, des neutrons puis des photons γ . Ces noyaux perdent leur énergie cinétique de recul par ionisation.
- briser les noyaux en libérant des neutrons, des protons, des photons gammas.

Les noyaux débris perdent leur énergie cinétique de recul par ionisation. Dans ces réactions, les particules produites peuvent perdre leur énergie par ionisation ou induire à leur tour de nouvelles réactions.

Le développement de la gerbe hadronique repose essentiellement sur des interactions nucléaires.

Les particules chargées produites dans ces interactions ionisent les éléments actifs des calorimètres. Le signal du calorimètre est le résultat de cette perte d'énergie par ionisation.

A cause de la grande variété de processus d'interaction nucléaire du hadron sur un noyau du matériel absorbeur, les fluctuations dans le développement de la gerbe hadronique sont plus importantes que les fluctuations dans le développement de la gerbe électromagnétique.

En conséquence, la résolution en énergie des calorimètres pour les gerbes hadroniques est plus mauvaise que pour les gerbes électromagnétiques.

Puisque le développement de la gerbe hadronique repose sur des interactions nucléaires, on peut introduire la longueur d'interaction nucléaire λ_{int} . La probabilité d'interaction est déterminée par la fraction du plan occupé par le noyau de l'atome, la longueur d'interaction nucléaire dépendra du rayon nucléaire qui s'exprime par $A^{1/3}$, on obtient la relation approximative :

$$\lambda_{\text{int}} = 35 A^{1/3} \text{ en (g/cm}^2\text{)}$$

b) Développement longitudinal et latéral

Il est possible d'échelonner en unité de λ_{int} la distribution longitudinale moyenne des gerbes hadroniques. Les distributions transverses dépendent comme dans le cas électromagnétique de la profondeur longitudinale atteinte par la gerbe. L'essentiel de la gerbe est relativement étroit, de 0,1 à 0,5 λ et elle s'accroît latéralement au fur et à mesure que la gerbe s'enfonce profondément dans la direction longitudinale du calorimètre. La partie centrale de la gerbe énergétique est très collimée et elle est entourée d'un halo de particules moins énergiques qui peuvent s'éloigner considérablement de l'axe de la gerbe. Une gerbe hadronique est contenue latéralement à 95 % dans un cylindre de rayon $R \sim 1 \lambda$. Il est possible de paramétriser les grandeurs qui caractérisent le développement d'une gerbe hadronique. Le maximum de la gerbe mesurée au début du calorimètre peut être donné par :

$$t_{max} \text{ (en unité } \lambda_0) \sim 0.2 \text{ Log } E \text{ (en GeV)} + 0,7$$

t_{max} est d'autant plus petit pour des matériaux à grand Z que le rapport X_0/λ diminue. Les dimensions longitudinales pour contenir une gerbe à 95 % au moins, s'expriment :

$$L_{0,95} \text{ (en unité } \lambda) = t_{max} + 2.5 \lambda_{att}$$

λ_{att} décrivant la décroissance exponentielle ($e^{-\lambda/\lambda_{att}}$) du développement de la gerbe au delà de t_{max} . λ_{att} augmente avec l'énergie comme :

$$\lambda_{att} \text{ (en unité } \lambda_0) \approx \lambda_0 [E \text{ (en GeV)}]^{0.13}$$

avec une dépendance en énergie moins forte pour les matériaux à haut Z. On donne quelques valeurs en unité λ_0

Energie GeV	t_{max}	t_{att}	$L_{0.95}$
10	1.16	1.34	4.53
20	1.30	1.47	4.99
30	1.38	1.55	5.27
40	1.43	1.61	5.46
50	1.48	1.66	5.63
350	1.87	2.14	7.22

Dans la référence (48), on donne une paramétrisation du développement longitudinal d'une gerbe hadronique :

$$\frac{dE}{dx} = k \left[\omega s^{a-1} e^{-bs} + (1-\omega) t^{c-1} e^{-dt} \right]$$

S = profondeur à partir de l'origine de la gerbe en longueur de radiation x/X_0

t = profondeur à partir de l'origine de la gerbe en longueur d'interaction x/λ .

a, b, c et d sont des paramètres qui doivent être ajoutés avec des données. Ils peuvent avoir une dépendance logarithmique avec l'énergie :

$$a = a_1 + a_2 \text{ Log } E$$

ω et $(1 - \omega)$ sont des "poids" entre les deux contributions de la paramétrisation.

k est une constante de normalisation.

Dans la référence (48), on trouve, en imposant $a = c$:

$$\begin{aligned} a &= 0,6165 (\pm 0,004) + 0,3183 (\pm 0,002) \text{ Log } E \\ b &= 0,2198 (\pm 0,003) \\ c &= a \\ d &= 0,9099 (\pm 0,001) - 0,0237 (\pm 0,003) \text{ Log } E \\ \omega &= 0,4634 (\pm 0,008) \end{aligned}$$

l'énergie E doit être exprimée en GeV.

Bien que la longueur totale pour obtenir une absorption quasicomplète de la gerbe augmente logarithmiquement avec l'énergie il ne faut que 8λ pour contenir en moyenne des pions de 350 GeV.

Le rayon transverse R pour un cylindre contenant la gerbe à 95 % est approximativement 1λ . R ne dépend pas de λ , il devient plus petit quand le Z du matériau augmente.

c) Le rapport e/h intrinsèque (e/h^{int})

On peut distinguer deux composantes dans une gerbe hadronique :

a) Une composante purement hadronique constituée par :

- les hadrons chargés produits dans les interactions nucléaires du hadron incident - des protons p^+ , de pions π^+ et des kaons K^+
- une partie des hadrons neutres produits aussi dans les interactions nucléaires du hadron incident et par les réactions nucléaires engendrées par l'excitation des noyaux du matériel absorbeur. Ce sont essentiellement des neutrons.

Dans la composante purement hadronique une fraction de l'énergie va disparaître sans contribuer au signal. Cette énergie qui disparaît sera emportée par :

- l'énergie de liaison
- les neutrons produits qui n'ionisent pas le milieu actif. On reviendra plus en détail dans la suite sur le rôle joué par les neutrons.
- des muons et des neutrinos dus à la désintégration rapide des hadrons chargés π^+ , K^+ . Les muons et les neutrinos interagissent peu avec la matière du détecteur. Cette partie est moins importante que celle à laquelle contribuent les neutrinos
- l'énergie cinétique de recul des noyaux du matériel absorbeur.

les processus nucléaires survenant dans le gerbe hadronique seront plus amplement développés dans les paragraphes suivant.

b) Une composante dite électromagnétique :

Mis à part les neutrinos faisant partie de la composante purement hadronique de la gerbe, le hadron incident peut produire d'autres hadrons neutres : des π^0 et des η . Ces particules neutres peuvent se désintégrer très rapidement en photons non nucléaires qui déposent leur énergie par interaction électromagnétique c'est à dire sous forme d'une gerbe électromagnétique. C'est la composante électromagnétique d'une gerbe hadronique.

L'existence d'une composante électromagnétique dans une gerbe hadronique et la disparition d'une fraction de l'énergie de la composante purement hadronique s'accompagnent de deux effets :

1) D'abord la réponse du calorimètre à la partie purement hadronique aura une distribution plus large que la composante électromagnétique pour une même énergie de hadron incident. Ceci en raison des grandes fluctuations d'événements à événements dans les phénomènes responsables de la création d'une gerbe hadronique.

2) Ensuite les réponses moyennes des composantes électromagnétiques et purement hadroniques seront différentes.

Le rapport e/h intrinsèque sera différent de 1 :

$$e/h^{int} \neq 1$$

Puisqu'une partie de l'énergie est perdue, on s'attend à ce que $e/h^{int} > 1$.

Le partage de l'énergie entre la composante électromagnétique et la composante purement hadronique peut varier beaucoup d'un événement à un autre. Il y a une très forte dépendance quant au type de la première interaction. Si c'est une réaction du type échange de charge où un hadron neutre (qui n'est pas un neutron) est produit, alors la fraction f_{em} de l'énergie contribuant à la composante électromagnétique est importante. Dans les autres cas, cette composante est moins importante. Les fluctuations dans f_{em} déterminent l'estimation de la résolution en énergie d'un calorimètre.

d) Le rapport e/h

La résolution en énergie hadronique est dominée par les fluctuations de la fraction d'énergie déposée par les particules ionisantes. On distingue :

- une partie provient des fluctuations des particules qui s'échappent du calorimètre - les muons, les neutrinos -
- une partie est due aux fluctuations des pertes d'énergies au niveau nucléaire - l'énergie pour libérer des nucléons et des agrégats de nucléons représente 40 % de la partie purement hadronique de l'énergie initiale du hadron - A cause de la grande variété des interactions nucléaires, les fluctuations sur cette partie représentent la contribution majeure à la résolution en énergie des calorimètres pour les hadrons.

Ce dernier cas n'a pas d'équivalent dans les gerbes électromagnétiques et en conséquence la distribution de l'énergie sera plus large pour une gerbe hadronique que pour une gerbe électromagnétique à la même énergie.

L'autre conséquence est que la réponse d'une gerbe engendrée par un hadron sera différente de la réponse d'une gerbe engendrée par un électrons. On définit ainsi le rapport e/h qui ne doit pas être confondu avec le rapport e/h^{int} défini dans le paragraphe précédent. On rappelle que e/h intrinsèque représente la différence des réponses des composantes électromagnétiques et purement hadroniques d'une gerbe hadronique. Les deux rapports peuvent être liés par la relation :

$$e/h(E) = \frac{e/h^{int}}{1 - \langle f_{em}(E) \rangle (1 - e/h^{int})}$$

avec

$$\langle f(E) \rangle = 0,1 \text{ Log } E_{em}(\text{GeV})$$

où on rappelle que f_{em} est la fraction d'énergie contribuant à la composante électromagnétique de la gerbe hadronique.

La valeur moyenne de cette fraction dépend de l'énergie, par conséquent, le rapport e/h dépend aussi de l'énergie. En raison des pertes d'énergie dues aux particules qui s'échappent (des muons et des neutrinos) et des pertes d'énergie au niveau nucléaire (production de neutrinos et énergie de recul des noyaux) ce rapport e/h sera supérieur à 1. Expérimentalement on ne détermine plus facilement e/h que e/h^{int} (voir chap 5).

Pour ce qui est de la résolution en énergie des gerbes hadroniques, celle ci dépend du rapport e/h et elle s'améliore quand le rapport e/h se rapproche de 1. Ces deux grandeurs sont liées car elles ont leurs origines dans les mêmes phénomènes.

La composante électromagnétique (f_{em}) de la gerbe fluctue. Ces fluctuations sont grandes, non gaussiennes et la valeur moyenne de cette composante augmente avec l'énergie. Avec $e/h^{int} \neq 1$, les fluctuations non gaussiennes de f_{em} détériorent la dépendance de la résolution en énergie par rapport à $1/\sqrt{E}$ (la résolution en énergie est un sujet abordé dans la suite de ce chapitre). Quand $e/h \neq 1$ on dit qu'on a un calorimètre non compensateur avec les conséquences suivantes:

- les fluctuations dans f_{em} apportent une contribution à la résolution en énergie.
- la résolution en énergie σ/E ne varie plus comme $1/\sqrt{E}$ puisque les fluctuations de f_{em} ne sont pas gaussiennes
- le signal du calorimètre n'est pas linéaire avec l'énergie

Si au contraire $e/h = 1$ on dit qu'on a un calorimètre compensateur. La contribution des fluctuations de la composante électromagnétique à la résolution est éliminée. On voit l'importance du rapport e/h dans la résolution en énergie pour une gerbe hadronique.

Mis à part les problèmes de non linéarité et de dégradation de la résolution en énergie, le fait qu'un calorimètre soit non compensateur ($e/h \neq 1$) présente d'autre inconvénients. La forme non gaussienne de la distribution de l'énergie hadronique peut causer des problèmes sévères si on désire déclencher le détecteur sur l'énergie transverse - on peut ainsi affecter la physique que l'on veut faire.

Si $e/h > 1$ on peut sélectionner des événements qui contiennent de l'énergie électromagnétique venant des π^0 , on introduit alors un biais dans la sélection

des événements. C'est pourquoi un calorimètre avec un rapport $e/h^{int} = 1$ possède des avantages essentiels. Pour les calorimètres non compensateurs il sera alors nécessaire de trouver une procédure pour améliorer le rapport e/h et il sera primordial de bien contrôler l'amélioration de la résolution. Dans les paragraphes qui suivent, on va examiner plus en détail les facteurs qui déterminent le très important rapport e/h . Je m'appuierai très fortement sur les arguments et les calculs de Richard Wigmans sur les résolutions des calorimètres hadroniques des références (44 et 46).

e) Les réponses aux composantes de la gerbe.

Le signal du calorimètre sera déterminé par deux facteurs :

- la fraction d'énergie utilisée pour ioniser le milieu actif
- la densité d'ionisation dans ces éléments actifs.

Pour ce dernier facteur en effet, les effets de saturation ou de recombinaison peuvent réduire considérablement le signal des particules fortement ionisantes - comme par exemple les protons.

On va considérer les quatre classes suivantes de particules secondaires de la gerbe hadronique et essayer de voir leurs effets sur le rapport e/h^{int} .

- les photons et les électrons très énergiques des désintégrations de π^0 et η qui constituent la composante électromagnétique de la gerbe hadronique
- les hadrons chargés qui ionisent le milieu actif
- les neutrons peu énergiques
- les photons provenant de la désexcitation des noyaux.

Pour le signal du calorimètre On peut utiliser pour échelle, la réponse à une particule au minimum ionisant (ie où l'énergie moyenne déposée correspond à celle calculée pour le dE/dx minimum, le dE/dx représentant les pertes d'énergie par ionisation.

La fraction d'énergie déposée par cette particule au minimum ionisant dans le milieu actif est la fraction de sampling f_{samp} qui peut donc être calculée à partir des dE/dx moyens de ces particules:

$$f_{samp} = \frac{\frac{dE/dx \text{ (dans un élément du milieu actif du calorimètre)}}{dE/dx \text{ actif plus un élément du milieu passif du calorimètre}}}{dE/dx \text{ actif plus un élément du milieu passif du calorimètre}}$$

cette fraction de Sampling peut s'écrire aussi :

$$f_{samp} = \frac{E_{vis}}{E_{vis} + E_{invis}}$$

E_{vis} est l'énergie déposée dans la partie active (visible)

E_{invis} est l'énergie déposée dans la partie passive (invisible)

cette fraction de sampling est

- 5 % - 10 % pour les scintillateurs plastiques et l'Argon liquide

- 1 % pour le silicium
- 10^{-4} pour les chambres à fils avec un mélange gazeux.

Le rapport e/h peut être schématiquement relié aux réponses individuelles de chaque partie du calorimètre aux particules au minimum ionisant :

$$e/h^{int} = \frac{e/mip}{f_{ion} \frac{ion}{mip} + f_n \frac{n}{mip} + f_{\gamma} \frac{\gamma}{mip}}$$

où f_{ion} , f_n et f_{γ} sont les fractions moyennes de l'énergie dans la composante non électromagnétique de la gerbe hadronique qui est déposée sous forme de hadrons ionisant, de neutrinos et de gammas nucléaires de désexcitation.

De manière stricte les particules au minimum ionisant sont des particules imaginaires. L'énergie moyenne déposée par des particules réelles dans des calorimètres réels sera toujours plus grande que celle calculée avec le minimum dans les courbes, dE/dx . En pratique on utilise les muons pour l'échelle de la calibration absolue en énergie.

On va maintenant examiner l'influence de ces quatre types de particules et des processus correspondant au signal du calorimètre et au rapport e/h^{int} . On verra pour quelles raisons le rapport e/h est différent de 1 dans un calorimètre à Argon liquide.

f) Réponse de la composante électromagnétique

L'électrodynamique quantique permet en principe de connaître parfaitement la cascade électromagnétique à travers laquelle les électrons et les photons très énergétiques perdent leurs énergies. Le signal du calorimètre résulte de l'ionisation de l'élément actif par les électrons et les positrons créés au cours du développement de la gerbe. Pour un électron on s'attend à ce que le signal résultant de l'ionisation du matériel actif par les électrons et les positrons de la gerbe soit équivalent au signal des muons qui traversent le détecteur, c'est à dire on s'attend à $e/\mu = 1$. En pratique ce n'est pas le cas. Dans les calorimètres à sampling où le Z de l'absorbeur est plus grand que le Z du milieu actif, la réponse à une gerbe électromagnétique est plus petite que la réponse à une particule au minimum ionisant, c'est à dire $e/mip < 1$, ce rapport diminue quand Z augmente.

La réponse d'un calorimètre hadronique pour la composante électromagnétique dépend des valeurs de Z des matériaux actif et passif à cause de la manière qu'ont les photons basse énergie de la gerbe électromagnétique d'interagir avec la matière (sections efficace d'ionisation et d'effet photoélectrique dépendant respectivement de Z et Z^5). La réponse est réduite de 60 % par rapport à la réponse équivalente attendue pour les particules au minimum ionisant. Cette réponse pour des calorimètre à sampling à haut Z consiste en une partie énergétique (> 1 MeV) pouvant être décrite par un flot de particules au minimum ionisant et une partie plus molle (< 1 MeV) pour laquelle le détecteur est moins efficace. Pour la calorimétrie des hadrons cette propriété de la composante électromagnétique a des conséquences :

a) Le rapport e/mip change avec la profondeur longitudinale de la gerbe dans le calorimètre

b) le rapport e/mip et par conséquent le rapport e/h peut être ajusté jusqu'à un certain point en jouant sur le sampling du calorimètre. Puisque les contributions relatives de la composante molle du signal du calorimètre dépendent de l'épaisseur des milieux actifs et absorbeur (passif). En effet, seuls les photoélectrons produits près de la limite séparant les deux milieux

contribuent au signal.

g) La partie purement hadronique de la gerbe hadronique

i) Les processus dominants.

L'étude des gerbes électromagnétiques a montré que la réponse du calorimètre est déterminé de manière décisive par les particularités des processus survenant lors des dernières étapes du développement de la gerbe, c'est à dire lorsque les particules de la gerbe sont peu énergiques. Bien que l'énergie de ces particules soit basse (\sim MeV), leur nombre est si grand (\approx millier) qu'une fraction considérable de l'énergie totale est déposée par ces processus. Pour décrire les processus intervenant dans la partie purement hadronique on fera la distinction entre le début et la fin de la gerbe.

a) Au début de la gerbe :

Dans la partie () on a vu que la composante purement hadronique contient des hadrons chargés produits dans les interactions nucléaires du hadrons incident. Ces hadrons chargés, π^\pm , K^\pm , sont produits premières étapes énergiques du développement de la gerbe (≥ 1 GeV). Dans les dernières étapes du développement purement hadronique de la gerbe, la production de π^\pm , K^\pm devient énergiquement impossible. Même si l'énergie du hadron incident est grande (> 10 GeV) la contribution de ces particules au signal du calorimètre est très petit. Seulement 10 à 15 % de l'énergie purement hadronique est déposée par ionisation par ces π^\pm produits au début de la gerbe. Les pions chargés perdent en moyenne 0,2 GeV par longueur d'interaction nucléaire par ionisation du milieu actif qu'ils traversent. Un pion de 100 GeV produit une dizaine d'autres pions chargés lors des premières interactions et par conséquent n'a perdu qu'environ 2 % de son énergie, alors que les π secondaires moins énergiques induisent des interactions fortes avec créations d'autres pions chargés. La multiplicité de pions moyenne dans ces interactions secondaires est de l'ordre de 2 à 3 et elle devient négligeable dans les générations suivantes où les pertes d'énergies par d'autres processus surviennent à des échelles d'énergie inférieures.

b) A la fin de la gerbe :

Le reste de 85 à 90 % de l'énergie de la gerbe est dépensée en processus nucléaires. Elle est utilisée pour libérer des nucléons, des agrégats de nucléons ou des noyaux et pour donner de l'énergie cinétique au produit de réaction. Ces noyaux produits dans l'état final sont dans des états excités et ils reviennent vers leur état fondamental en émettant des photons gammas. Le parcours des nucléons et des agrégats de nucléons ainsi que celui des noyaux produits est si petit que leur énergie cinétique est perdue pour contribuer au signal. Le signal provenant de la composante purement hadronique de la gerbe est donc essentiellement due aux processus des étapes tardives du développement de cette gerbe. Les réactions nucléaires prenant ces 85 à 90 % de l'énergie de la gerbe sont nombreuses et compliquées. Elles se classent en deux grandes catégories :

- les réactions de spallation
- les réactions de fission pour les matériaux à haut Z.

Les réactions de spallations

Si un hadron incident de "haute énergie" vient en collision avec un noyau de l'atome, les processus les plus probables sont des processus de spallation qui se déroulent en deux étapes.

- une première étape de cascades à l'intérieur du noyau (une cascade intranucléaire)
- cette étape est suivie par une seconde étape d'évaporation lente (émission de neutrons et protons) et de desexcitation des noyaux intermédiaires (l'énergie des photons de desexcitation est de l'ordre du MeV).

Des centaines de réactions différentes peuvent survenir avec des réactions efficaces comparables. La plus grande section efficace pour une des réactions s'élève à seulement 2 % de la section efficace totale de spallation et environ 300 réactions différentes contribuent à plus de 0,1 % de la section efficace totale de spallation. Les protons produits dans les réactions de spallation dans des noyaux très lourds sont exclusivement produits lors de la cascade intranucléaire à cause de la barrière coulombienne. Dans la première étape de la réaction de spallation, les protons et les neutrons seront émis dans des proportions qui sont en moyenne égales aux proportions trouvées dans le noyau cible du matériel absorbeur. En ce qui concerne les énergies emportées par les neutrons et les protons cet argument peut se répéter. La production totale de neutrons peut être séparée en deux phases qui correspondent aux deux étapes de la réaction de spallation. Les neutrons viennent de la cascade et de l'évaporation alors que les protons sont presque exclusivement produits lors de la cascade à cause de la barrière coulombienne qui défavorise leur production au cours de l'évaporation. Les neutrons d'évaporation seront émis de manière isotrope mais pour la cascade de particules qui s'échappent la composante dominante du moment sera dans la direction du hadron incident. Par conséquent, les noyaux résiduels auront une énergie de recul. L'énergie prise par le noyau de recul dépend de la multiplicité des nucléons émis et elle peut s'élever jusqu'à 5 % en moyenne de l'énergie d'interaction. Le recul du noyau résiduel ne contribue pas en général au signal du calorimètre car son parcours dans l'absorbeur est trop petit et par conséquent, c'est de l'énergie perdue.

La fission

Pour les matières à haut Z, essentiellement de l'uranium, il faut considérer un type supplémentaire de réactions, ce sont les réactions de fission. Le calorimètre H1 n'aura pas, pour des raisons budgétaires d'absorbeur en Uranium. Il est néanmoins intéressant de considérer ce type de processus. Dans les réactions de fission, il faut distinguer :

- la partie de fission comme la partie des réactions de spallation induite par les particules énergiques (protons, neutrons et pions)
- la fission comme mécanisme de perte d'énergie des neutrons mous (~ MeV) abondamment produits.

Pour obtenir plus de détails sur la contribution de ces réactions au signal du calorimètre on peut se plonger dans la référence (46).

Les manières qu'ont les protons et les neutrons de perdre leur énergie et de contribuer au signal du calorimètre sont différentes. La grande majorité des protons perdront complètement leur énergie cinétique par ionisation. Seule une partie très énergétique de ces protons (> 100 MeV) peut engendrer de nouvelles réactions nucléaires. Les neutrons perdent exclusivement leur énergie cinétique par interaction sur les noyaux. Dans ces réactions de nouveaux protons, neutrons et photons γ peuvent être produits, en particulier les neutrons rapides produits dans la phase initiale peuvent produire des gerbes assez compliquées.

ii) L'importance des gammas nucléaires

Dans le développement de la gerbe d'un hadron, un grand nombre de photons sont produits dans des processus survenant à l'échelle des noyaux du milieu absorbeur. La majorité de ces photons nucléaires sont rapides en ce sens que le temps de vie typique d'un état nucléaire excité est plus petit de plusieurs ordres de grandeur que le temps d'intégration du calorimètre. Leur spectre d'énergie dépend de la nature des noyaux impliqués dans les différents processus. En général, plus de 90 % des photons nucléaires ont une énergie inférieure à 2 MeV. La réponse du calorimètre à de tels photons dépend de leurs énergies et des matériaux actifs et passifs du calorimètre de même pour le parcours moyen des photoélectrons. L'efficacité de la détection décroît très rapidement quand l'énergie est inférieure à 1 MeV. À 0,511 MeV le signal est déjà réduit d'un facteur 7 comparé au signal des particules au minimum ionisant. Le rapport γ/mip nécessaire au calcul de e/h dépend du spectre d'énergie des γ et varie selon l'épaisseur des plaques d'absorbeurs. Les γ de la fission des noyaux d'Uranium 238 donnent lieu à des phénomènes d'amplification du signal dans les calorimètres à scintillateur. Pour plus de détails sur ce phénomène voir la référence (46).

iii) L'importance des protons

Le signal du calorimètre est premièrement dû au résultat de l'ionisation par les protons et les pions chargés. L'ionisation par la particule incidente est produite entre 0 et 1 longueur d'interaction nucléaire. Les pions ioniseront le milieu entre 1λ et 2λ . Le maximum de dépôt d'énergie survient entre 1λ et 2λ . Néanmoins les signaux dus aux protons et aux pions sont différents :

a) les protons de réactions de spallation sont plus nombreux que les pions, même à des énergies assez élevées.

La production de pions devenant modeste au cours du développement de la gerbe.

b) la fraction de l'énergie de la particule incidente qui est dépensée en ionisation à travers les protons (fraction contribuant au signal) dépend du Z et du A du matériel absorbeur.

Tout d'abord, les protons de la cascade prennent une fraction Z/A de l'énergie disponible transférée sur le noyau à chaque génération d'interaction.

Ensuite la barrière coulombienne pour la phase d'évaporation des particules est déterminée par $ZA^{-1/3}$ (5 Mev dans le Fer pour les protons seulement). L'émission de ces particules dans la phase d'évaporation peut jouer un rôle non négligeable. La conséquence est que dans les matériaux à haut Z une fraction plus petite de l'énergie hadronique est dépensée par ionisation et une fraction plus grande va dans la production de neutron comparée aux fractions des matériaux à bas Z.

les protons mous non relativistes issus des réaction de spallation sont une composante importante pour le signal du calorimètre. La composante f_{ion} de la gerbe est dominée à 70 % - 85 % par les protons. Le reste provient de π^{\pm} et K^{\pm} .

Si on retourne au rapport ion/mip alors presque égal à p/mip, ce rapport peut dévier de 1 pour les raisons suivantes :

- le parcours des protons mous de spallation est limité dans l'absorbeur du calorimètre. Ces inefficacités de sampling auront tendance à diminuer la valeur de p/mip.
- le rapport des dE/dx - perte d'énergie par ionisation - entre le milieu actif et le milieu passif peut être très différent de celui des particules au minimum ionisant. L'effet dépend beaucoup des matériaux utilisés.
- les effets de recombinaison et de saturation dans le milieu actif ionisé peuvent survenir et jouer sur la densité des protons. Cet effet aura tendance à diminuer le rapport p/mip.
- les diffusions multiples des protons très mous décroissent le rapport p/mip pour des matériaux absorbeurs à haut Z.

iv) L'importance des neutrons

Si une partie importante de l'énergie est dépensée en ionisation par les particules chargées et une partie moins importante en énergie de recul des noyaux résiduels et en photons gammas (ref. 44 et 46), une partie non négligeable de l'énergie disponible restante est partagée entre l'énergie cinétique des neutrons et les pertes d'énergie de liaison (ref. 44 et 46). Les cascades de neutrons induiront des réaction du type (n, xn) jusqu'à ce que leur énergie soit trop petite pour ces processus, libérant à chaque fois une certaine énergie de liaison et des neutrons d'évaporation. Le partage est gouverné par le rapport de l'énergie cinétique typique d'un neutron et de l'énergie moyenne de liaison des 20 à 30 nucléons dans le noyau de l'absorbeur. Les neutrons d'évaporation sont supposés avoir le spectre d'énergie thermal ou spectre de Maxwell :

$$N(E) \sim \sqrt{E} \exp(-E/T)$$

$$T = 1,3 + 0,012 E_n$$

avec une température $T \sim 2$ MeV conduisant à une énergie cinétique moyenne de 3 MeV/neutrons.

La moyenne de l'énergie de liaison des derniers nucléons s'élève à 7,6 Mev dans le Plomb, 10.5 Mev dans le Fer et 6.4 dans l'uranium.

La fraction de l'énergie totale incidente dépensée en énergie de liaison et en énergie cinétique pour les neutrons sera alors : 28 % dans le Plomb, 22 % dans le Fer et 32 % dans l'Uranium.

Le résultat sur le partage moyen de l'énergie incidente pour les différentes composantes de la partie purement hadronique est résumé dans le tableau pour des protons de 5 GeV sur différents noyaux (ref. 46):

	Plomb	Fer	Uranium
ionisation % fraction due aux protons de spallation	43	57	38
gammas d'excitation nucléaire %	3	3	2
neutron < 20 MeV %	12	18	15
énergie invisible % (énergie de liaison et énergie de recul de la cible)	42	32	45

La multiplicité en neutrons pour une gerbe hadronique se développant dans un calorimètre est beaucoup plus importante que la multiplicité en protons, en particulier si le Z du matériel est grand ceci pour deux raisons :

- il y a plus de neutrons disponibles que de protons dans le noyau cible
- à basse énergie les barrières coulombiennes empêchent les protons de s'échapper.

Dans chaque réaction nucléaire en moyenne 2 à 3 MeV sont libérés sous forme de photons. Dans les réactions qui débutent la phase de réactions nucléaires dans le développement de la gerbe, il y aura plus d'énergie cinétique emportée par les neutrons que par les protons. Cette énergie cinétique des neutrons sera perdue dans les réactions qui vont suivre. Ces réactions des générations suivantes verront la multiplicité en neutrons s'accroître rapidement, de même quelques protons pourront être produits. A une étape du développement de la gerbe, l'énergie des neutrons se sera tellement dégradé qu'ils ne permettront plus de libérer de nouveaux protons de la cible. C'est ce qui arrive pour des neutrons d'énergie inférieure à 20 MeV dans des matériels à haut Z. Néanmoins, des neutrons basse énergie jouent un rôle important comme on va le voir.

v) La réponse aux neutrons mous

Les neutrons mous sont une composante extrêmement importante de la gerbe hadronique. Ils apparaissent dans la fin du développement de la gerbe. Les processus relativement basse énergie survenant dans les étapes tardives de développement déterminent le signal du calorimètre. Le détail de la structure nucléaire et les sections efficaces individuelles sont importants.

Illustrons ce point par un exemple (ref. 46) Le premier état excité du noyau du plomb 208 est à 2,6 MeV au dessus de son état fondamental, les diffusions inélastique de neutrons sont défavorisées au dessous de cette énergie. Il en résulte des rapports e/h pour un calorimètre Pb/Scintillateur très différent suivant la présence des isotopes ^{204}Pb , ^{206}Pb ou ^{207}Pb . (^{207}Pb premier état excité à seulement 0,6 MeV)

En dessous de 20 MeV la production de nouveaux protons sur un noyau d'Uranium ne survient plus. Les multiplicités peuvent s'accroître par des réaction (x,

2 n) ou par (n, 3 n) où de l'énergie de liaison est perdue ou alors par des réactions de fission-processus arrivant jusqu'à des énergies de neutrons de 1,5 MeV. Dans les diffusions inélastiques l'énergie des neutrons est convertie en photon γ mais la probabilité pour de tels processus diminue très rapidement au dessous de 2 MeV. Le dernier stade de vie d'un neutron en tant que particule libre se termine par sa capture. Dans ce processus, l'énergie utilisée pour libérer le neutron du champ nucléaire est récupérée et est émise par le noyau capturant sous forme de γ . La section efficace pour ce processus de capture est grande quand le neutron en question est thermalisé.

On rappelle que la thermalisation des neutrons consiste à ralentir les neutrons jusqu'à une énergie de $\sim 0,0253$ eV. énergie correspondant à 293.6 K ou 20.4 C avec $E=kT$ c'est à dire à la température ambiante.

Pour la région 1-2 MeV la diffusion élastique est le processus dominant avec une section efficace supérieure à 4 barn et un parcours du neutron inférieur à 5 cm. Mais la perte d'énergie est petite 1/239 en moyenne. Les produits de réaction, les noyaux de recul, sont indétectables. Les neutrons, pour leur part, ne produisent pas d'ionisation de plus les neutrons basses énergies ne peuvent plus produire de nouveaux protons susceptible d'ioniser le milieu actif. C'est donc aussi de l'énergie perdue et donc une contribution au fait que e/h_{int} ne soit pas égale à un.

La situation change si le calorimètre contient des protons libres c'est à dire de l'hydrogène dans le milieu de lecture. Les protons libres thermalisent très efficacement les neutrons de 1-2 MeV. Les neutrons perdent la moitié de leur énergie dans les processus de diffusion élastiques sur des protons libres et seulement un demi pour cent dans la diffusion élastique sur un noyau d'uranium (Figure 24, page 102). Les produits de réactions sont des protons de recul produits dans l'élément actif et contribuent au signal du calorimètre (il ne traverse pas plusieurs plans d'éléments de lecture). Par conséquent, une partie importante de la composante f_n sera vue. Il faut donc que les neutrons de 1-2 MeV parviennent dans le milieu actif hydrogéné avec en conséquences, des contraintes sur l'épaisseur des plaques d'absorbeurs.

En dessous de 20 MeV, le processus dominant de pertes d'énergies des neutrons est la diffusion n-p. Toute l'énergie des protons de recul sera déposée dans le milieu actif. Le signal du au proton de recul devient moins dépendant de l'énergie des neutrons (neutrons de basses énergies) à cause des effets de saturation dans le milieu actif (selon la loi de Birk). Comme ce signal est produit dans le milieu actif, l'énergie déposée par les protons de recul à la suite des collisions n-p n'est pas échantillonné dans le calorimètre de la même manière que le signal du aux particules au minimum ionisant.

On aura alors des dépendances entre le rapport n/mip et la fraction de sampling de meme pour e/h dans les calorimètres avec un milieu actif hydrogéné.

La Figure 25, page 103 représente les courbes e/h et n/mip pour des calorimètres avec du plomb comme matériel absorbeur en fonction de la variable R_d égale au rapport de l'épaisseur du milieu absorbeur à l'épaisseur du matériel de lecture. Pour un milieu de lecture hydrogéné, l'effet des protons de recul est visible; n/mip augmente avec R_d . En effet, si on diminue l'épaisseur du milieu actif, R_d augmente et la fraction de sampling d'une particule au minimum ionisant diminue ce qui a pour effet d'augmenter le rapport n/mip et de diminuer le rapport $(e/h)_{int}$

Pour le fer, la conversion des neutrons thermiques n'est plus un problème. Dans la Figure 25, page 103, le rapport n/mip en fonction de R_d est aussi représenté. Pour un milieu hydrogéné, la contribution des protons de recul s'accroît avec R_d mais de manière plus modeste que dans le cas du plomb. Le nombre de noyaux par unité de volume est plus grand dans le fer, ainsi, les neutrons perdent une plus petite fraction d'énergie par collision avec des protons et une plus grande partie par diffusion sur le noyau. De plus, les sections efficaces pour la diffusion inélastique de neutrons dans le plomb (20 MeV par rapports aux collisions avec les protons) est considérablement inférieure à ces sections dans le fer. Le plomb 208 est un noyau stable doublement magique. La figure Figure 25, page 103 représente aussi l'évolution du rapport e/h en fonction de R_d . Les faibles sections de capture et la petite fraction d'énergie portée par les neutrons rend difficile la compensation $e/h = 1$.

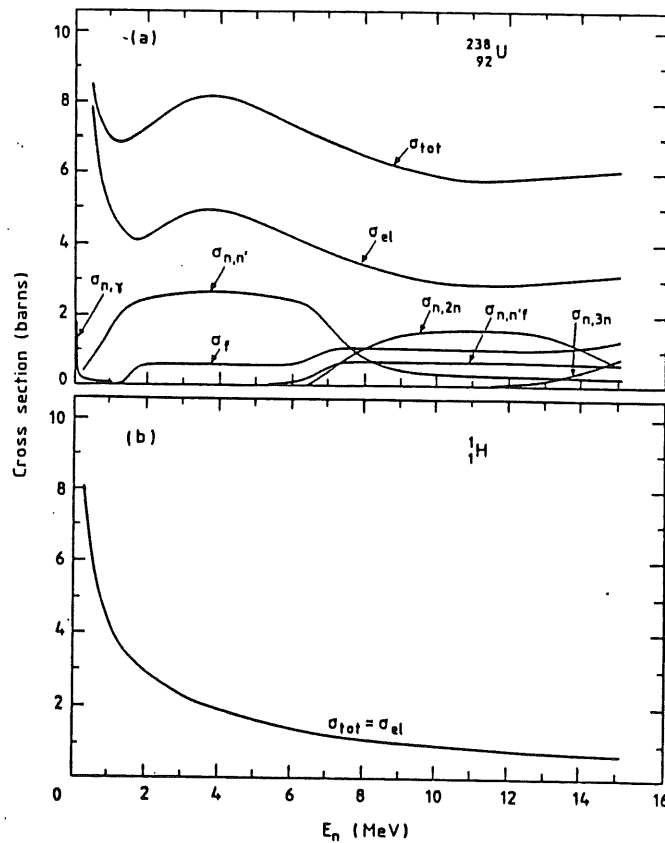


Figure 24. Sections efficaces des pertes d'énergie des neutrons sur noyau d'Uranium a) et hydrogène b) tirées de la référence (46).

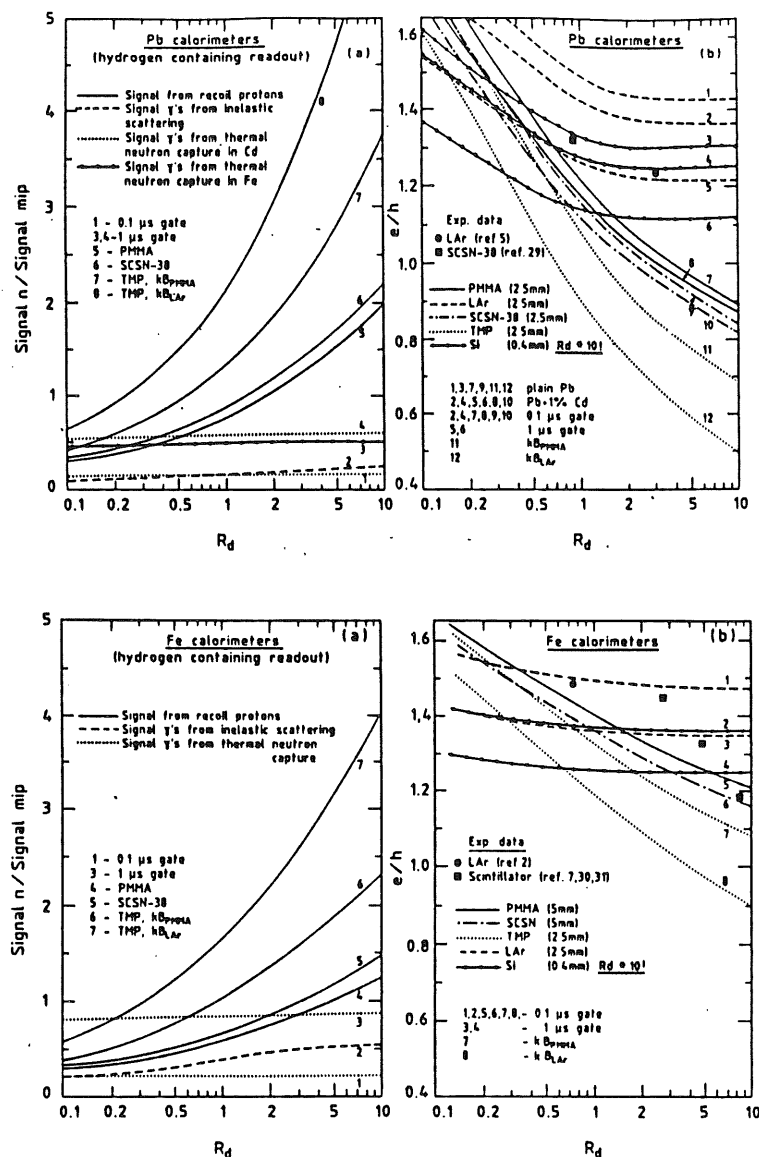


Figure 25. Rapports n/mip et e/h pour des calorimètres avec des absorbeurs en Plomb et en Fer tirés de la référence (46).

h) Conséquences sur l'argon liquide

Le rapport e/h dépend d'un grand nombre de facteurs et en particulier du détail de la réponse du calorimètre aux neutrons qui est lui-même tributaire de la composition chimique des matériaux actifs et passifs. La réponse d'un calorimètre à l'argon liquide à une gerbe électromagnétique n'est pas identique à la réponse à une gerbe hadronique. Comme on l'a vu, cette différence est déterminée par l'existence d'une composante électromagnétique dans la gerbe hadronique et par une "perte" de l'énergie au niveau des noyaux de l'absorbeur, due en grande partie aux neutrons. De plus, l'Argon est un milieu actif complètement aveugle aux neutrons (non ionisants) et aux neutrons basses énergies : il ne contient pas de protons libres.

Le signal d'un calorimètre à Argon liquide sera très sensible à cette énergie perdue. Pour cette raison le rapport e/h^{int} d'un calorimètre à Argon liquide sera différent de 1 on aura $e/h^{int} > 1$.

Dans le plomb 28 %, de l'énergie totale du hadron incident sera perdue en énergie cinétique de neutrons et énergie de liaison nécessaire pour les libérer. Cette fraction diminue à 22 % pour le Fer. Ces fractions d'énergie seront des fractions perdues dans les calorimètres à Argon liquide. De plus, bien que ce ne soit pas une caractéristique réservée aux calorimètres à Argon liquide, ceux-ci sont sensibles à la composante électromagnétique d'une gerbe hadronique. En conséquence, le rapport e/h d'un calorimètre à Argon liquide n'est pas égal à 1 : $e/h > 1$.

Les calorimètres à Argon liquide sont donc des calorimètres non compensateurs.

Les déviations de $e/h = 1$ font que le signal du calorimètre n'est pas proportionnel à l'énergie des hadrons. Même pour des calorimètres compensateurs ($e/h = 1$) des alinéarités de signal sont inévitables à basse énergie $E_{had} < 2 \text{ GeV}$.

1) La résolution en énergie des calorimètres hadroniques

Après avoir évoqué les problèmes concernant le rapport e/h et les problèmes d'alinéarité, on peut maintenant discuter de leur influence sur la résolution en énergie. La résolution en énergie des hadrons dans des calorimètres à échantillonnage est déterminée par quatre facteurs :

- les fluctuations de sampling
- les déviations de $e/h^{int} = 1$
- les dérivations de $e/h^{int} = 1$
- la résolution intrinsèque en énergie.

i) Les fluctuations de sampling

Dans la partie consacrée à la gerbe électromagnétique les problèmes de fluctuations de sampling ont déjà été abordés. Les fluctuations d'origine statistique des gerbes hadroniques sont analogues à celles des gerbes électromagnétiques, bien que les fluctuations de sampling pour la gerbe hadronique n'ont pas encore de description très détaillée [Fabjan]. Fabjan a mesuré leur contribution à la résolution en énergie des calorimètres Fe/argon liquide et Uranium/argon liquide, il donne la paramétrisation suivante :

$$\frac{\sigma_{\text{samp}}}{E} = 0,09 \sqrt{\frac{\Delta E \text{ (MeV)}}{E \text{ (GeV)}}}$$

où ΔE est l'énergie déposée par une particule au minimum ionisant dans une cellule élémentaire, 1 élément actif + 1 élément absorbeur. Les fluctuations dans le nombre de particules contribuant au signal du calorimètre jouent plus dans une gerbe hadronique que dans une gerbe électromagnétique car les particules individuelles traversent beaucoup de plans de milieu actif et absorbeur avant d'interagir fortement

ii) Les imperfections du détecteur

Ce sont tous les effets instrumentaux qui augmentent les fluctuations dans les processus de lecture du signal. et les effets qui font que la gerbe n'est pas complètement contenue dans le détecteur.

Pour une gerbe hadronique les pertes d'énergie dues à un contenu partiel de la gerbe ne dégrade pas seulement la résolution en énergie mais donne lieu à des fonctions de résolution asymétriques.

Les fluctuations longitudinales sont plus grandes que les fluctuations latérales et les gerbes longitudinales sont plus critiques.

Pour une fraction de fuite $f \leq 0,3$ la dégradation de la résolution en énergie est :

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \left[\frac{\sigma(E)}{E} \right]_{f=0} \times (1 + 4f)$$

Ces effets font que la contribution des imperfections du détecteur ne varient pas comme $1/\sqrt{E}$ et limitent les performances hautes énergies.

Ces effets peuvent être limités à 1 %.

iii) Les déviations de $(e/h)^{int} = 1$

Ce sont des contributions extrêmement importantes à la résolution en énergie et elles y contribuent à un terme constant. Elles ont été largement discutées dans les paragraphes précédents.

iv) La résolution intrinsèque en énergie.

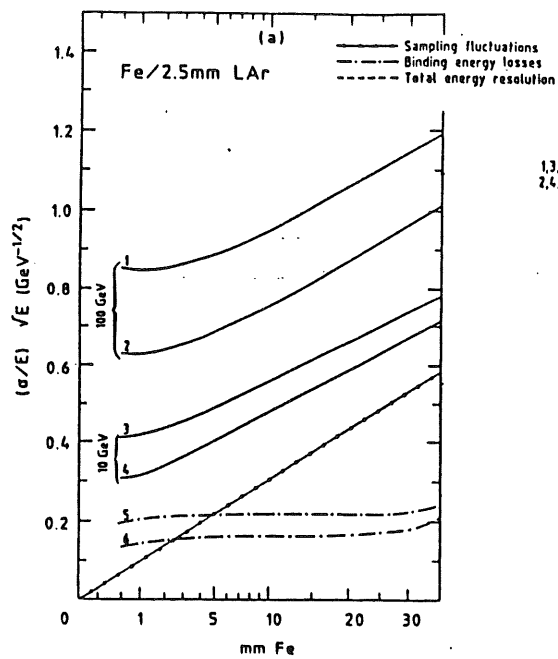
Ce sont des fluctuations dans les pertes d'énergie de liaison sur les noyaux de la cible. Une fraction importante de l'énergie hadronique est dépensée en énergie de liaison (libérer des nucléons du noyau, c'est vaincre l'énergie de liaison des nucléons du noyau et donc apporter de l'énergie au noyau) lors des réactions nucléaires de spallation, en moyenne 40% dans les matériaux à haut Z. Les fluctuations limitent la résolution en énergie intrinsèque. La résolution, événement par événement de ces fluctuations, peut s'élever à 30 - 35 % à 1 GeV, si les effets des neutrons et de la détection des photons γ nucléaires sont négligés. Mais les effets des neutrons et la détection des γ nucléaires ne peuvent pas être négligés puisqu'ils constituent une part importante de la gerbe hadronique. L'énergie allant aux neutrons est corrélée aux pertes d'énergie de liaisons. Une grande perte d'énergie de liaison signifie qu'une relativement grande partie de l'énergie de hadron est dépensée en énergie cinétique de neutrons - ce qui corrige partiellement le relativement petit signal des particules chargées ionisantes de l'événement concerné. Inversement de petites pertes d'énergie de liaison signifient qu'une grande fraction de l'énergie de la particule incidente est dépensée en production de particules ionisantes. Si les hadrons sont eux-mêmes détectés avec une bonne résolution en énergie, la résolution en énergie intrinsèque due aux fluctuations dans les pertes d'énergie de liaison peut être réduit grâce à cet effet. Par conséquent, on voit encore que pour la résolution en énergie la détection des neutrons est cruciale. La résolution en énergie des neutrons comme pour la valeur du rapport e/h est liée à la manière qu'ont les neutrons de perdre leur énergie. Cette résolution intrinsèque en énergie a été étudiée par Richard Wigmans dans des simulations (ref. 44 et 46). La Figure 26, page 107 et la Figure 27, page 108 montrent la résolution intrinsèque totale par rapport à l'épaisseur du matériel actif pour différents types de calorimètres : Fer, plomb et Uranium.

Pour ce qui est maintenant de la résolution totale en énergie, Wigmans donne le résultat suivant :

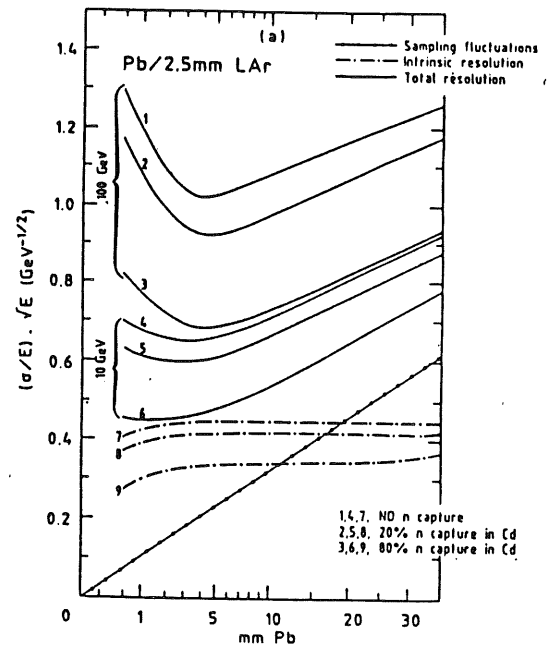
$$\frac{\sigma}{E} = \sqrt{\frac{a_o^2 + a_1^2}{E}} + b$$

a_o correspond à la résolution intrinsèque
 a_1 correspond aux fluctuations de sampling
 b s'annule pour $e/h = 1$

La Figure 26, page 107 et la Figure 27, page 108 montrent la contribution des fluctuations de sampling en fonction de l'épaisseur de l'absorbeur, de même, ces figures montrent $(\sigma/E) \sqrt{E}$ en fonction de l'épaisseur d'absorbeur pour les calorimètres U/2,5 mm argon liquide pour 20 % n capturé, Pb/2,5 mm d'argon liquide et Fe/2,5 mm d'argon liquide



1,3,5, 20% n capture
2,4,6, 80% n capture



1,4,7, 80% n capture
2,5,8, 20% n capture in Cd
3,6,9, 80% n capture in Cd

Figure 26. Résolutions totales en énergie en fonction de l'épaisseur de l'absorbeur en Plomb et en Fer pour différentes contributions, tirées de la référence (46).

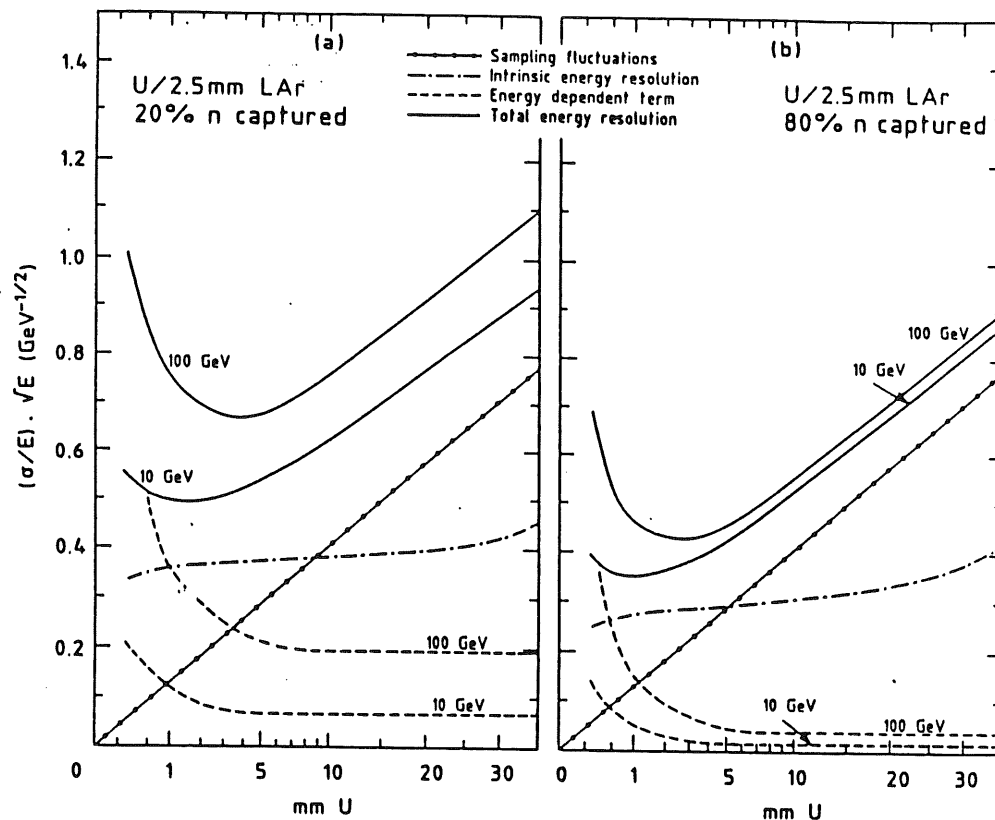


Figure 27. Résolutions totales avec différentes contributions pour un absorbeur en Uranium (ref. 46)

j) La résolution en énergie pour les calorimètres à Argon Liquide

Le fait qu'un calorimètre à Argon Liquide soit un calorimètre non compensateur $e/h^{\text{int}} > 1$ entraîne :

- une dégradation de la résolution en énergie hadronique
- une résolution en énergie hadronique qui ne varie pas en $1/\sqrt{E}$ avec l'énergie.

Le rapport en e/h d'un calorimètre à Argon liquide ne peut pas être ajusté à 1 en jouant sur les autres facteurs qui peuvent intervenir, notamment la fraction de sampling. Même si la résolution en énergie hadronique peut être améliorée en jouant sur ce facteur elle souffrira toujours de la non compensation.

Il semble donc que les calorimètres à Argon liquide et en particulier les calorimètres Fer/Argon liquide, Cuivre/Argon liquide, Plomb/Argon liquide [calorimètres de H1 et calorimètre des tests analysés chap.5], souffrent de deux défauts majeurs (malgré leurs avantages évoqués dans la suite) hormis les problèmes mécaniques importants :

- ils sont non compensateurs
- ils ont une résolution médiocre en énergie hadronique.

Ces défauts peuvent être corrigés en introduisant des méthodes de pondération de l'énergie hadronique. Ces méthodes doivent tenir compte de l'excès d'énergie très localisée due à la composante électromagnétique de la gerbe hadronique.

En corrigeant l'énergie vue par le calorimètre de cet excès il est possible d'améliorer la résolution en énergie hadronique.

Ces méthodes de pondérations de l'énergie hadronique seront discutées dans le chapitre 5.

4 - La chambre d'ionisation à argon liquide

a) L'argon liquide

Le calorimètre H1 est un calorimètre à échantillonnage à argon liquide. Les plaques d'absorbeurs sont en plomb pour la partie électromagnétique et en Fer pour la partie hadronique (chap 2). Le calorimètre à argon liquide fonctionne comme une chambre à ionisation. L'argon est ionisé par les particules de la gerbe électromagnétique et de la gerbe hadronique dont les développements ont été décrits dans les parties précédentes. Le signal mesurable se présente donc sous la forme de charge d'ionisation e^- et Ar^+ en quantité proportionnelle à l'énergie de la particule incidente.

Les électrons et les charges libérés par les atomes d'argon ionisé doivent pouvoir dériver librement sur des distances assez grandes sous l'effet d'un champ électrique. Pour obtenir des calibrations excellentes et directes on mesure l'ionisation dans la chambre d'ionisation sans de multiplication de charges. Dans le cas de l'argon liquide une fraction appréciable de la charge totale est collectée car le milieu est assez dense et ne capte pas les électrons d'ionisation car c'est un élément inerte. On rappelle quelques propriétés de l'argon liquide :

densité g/cm^3	1,4
dE/dx (MeV/cm)	2,2
longueur de radiation en cm	13,5
énergie critique en MeV	30
longueur d'interaction en cm	65
constante diélectrique	1,6

Dans une cellule de 19 mm d'Acier et de 4,6 mm d'argon liquide on a la fraction de sampling de dE (argon)/ dE (argon acier) = 0,042, soit 4.2 % du signal total. Les avantages de l'argon liquide sont:

- c'est un milieu assez dense

- il n'attache pas les électrons
- il a une bonne mobilité aux électrons $\sim 5 \text{ m}/\mu\text{s}$ à $10 \text{ kv}/\text{mm}$
- il est inerte (sécurité) facile à obtenir sous une forme pure et relativement peu coûteuse
- l'uniformité de la réponse est excellente
- une segmentation fine est aisément réalisable ainsi qu'une très bonne granularité.
- sa stabilité dans le temps est excellente - pas de phénomène de vieillissement
- Pas de dommage dû aux radiations.

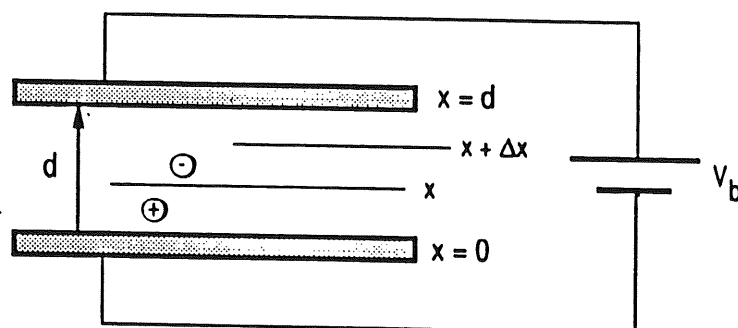


Figure 28. Schéma élémentaire d'une chambre d'ionisation.

b) La collecte de la charge

i) La charge recueillie

On s'intéresse maintenant à l'estimation de la charge récupérée dans la chambre d'ionisation à argon liquide. La Figure 28 représente le schéma élémentaire de cette chambre d'ionisation. L'espace d'argon d est soumis à un champ électrique E qu'on obtient en mettant les plaques d'absorbeurs sous tension. Ce champ électrique permet la dérive des charges d'ionisation que l'on désire collecter. Un seul type de porteur de charge entre en considération, les électrons, en raison de leur bonne mobilité dans l'argon liquide (de l'ordre de $200 \text{ ns}/\text{mm}$). Les ions positifs Ar^+ ne contribuent pas à la charge

collectée puisque, plus massifs, leur mobilité est très inférieure (d'un facteur de l'ordre de 10^{-4}) à celle des électrons. On peut montrer qu'on ne récupère que la moitié de la charge déposée dans la chambre d'ionisation. Ceci est un fait remarquable c'est pourquoi on développe ici la démonstration:

Pour estimer la charge récupérée, on commence par ne considérer qu'une seule paire d'ion e^- et Ar^+ . Après avoir dérivé de Δx vers l'anode, l'électron aura acquis une énergie ΔW égale à :

$$\begin{aligned}\Delta W &= e.\Delta V = e.(V(x + \Delta x) - V(x)) \\ &= e.E.\Delta x \\ &= e.(v_D/d).\Delta x\end{aligned}$$

où $E = v_D / d$ est le champ électrique et $V(x)$ potentiel au point x . C'est le générateur de tension (v_D) qui fournit cette énergie

ΔW . Le courant débité dépend de la charge Δq en mouvement pendant le temps Δt . On obtient alors une autre manière d'écrire cette énergie :

$$\Delta W = \Delta q.v_D$$

d'où:

$$e.(v_D/d).\Delta x = \Delta q.v_D$$

On obtient une expression indépendante de v_D :

$$\Delta q = e.(\Delta x/d)$$

On suppose que la vitesse de dérive v_D de l'électron est constante entre les deux électrodes (hypothèse raisonnable), on a alors :

$$v_D = \Delta x / \Delta t \quad \text{d'où} \quad \Delta x = v_D.\Delta t \quad \text{et} \quad \Delta t = \Delta x / v_D$$

On peut maintenant exprimer le courant $i = \Delta q / \Delta t$:

$$i = e.(\Delta x/d) / (\Delta x/v_D) = e.(v_D/d)$$

Ce courant est constant et permet de charger la capacité de la chambre d'ionisation d'une charge Q égale à la somme de $i.dt$ entre $t=0$ et $t = (d-x)/v_D$. On obtient :

$$Q = e.(v_D/d).(d-x)/v_D = e.(d-x)/d$$

Cette charge dépend donc de la position de la création de la paire d'ion. Si cette position est proche de l'anode, Q est presque égale à e , si au contraire cette position est proche de la cathode, Q est presque nul. La Figure 29, page 112 représente les variations de i et Q en fonction de t .

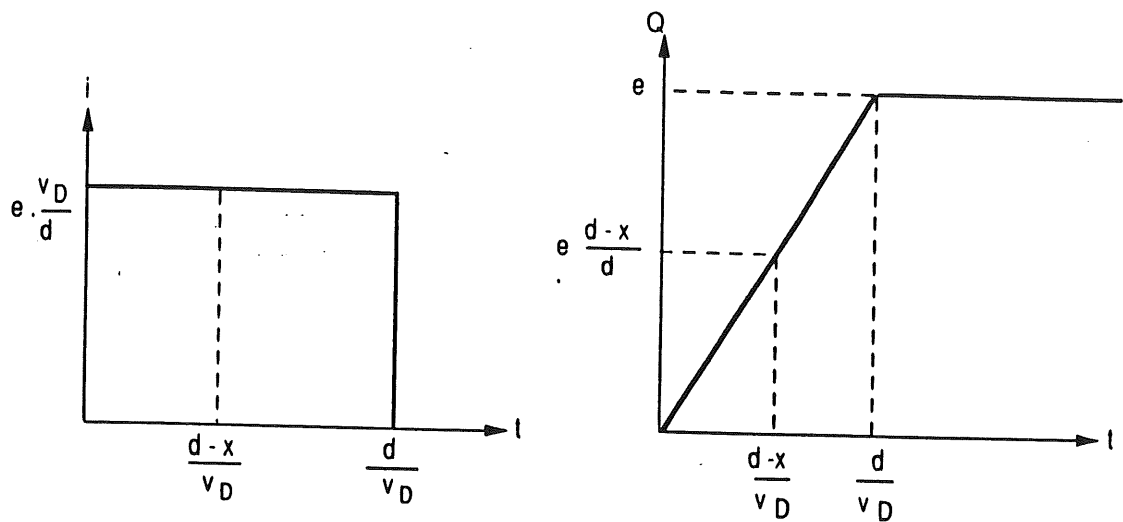


Figure 29. Variations de i et Q en fonction de t pour une ionisation.

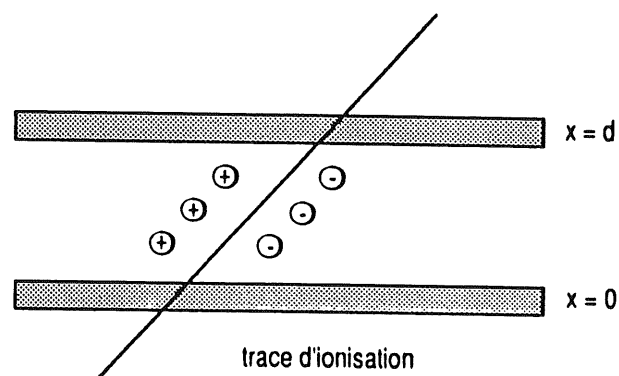


Figure 30. Trace d'ionisation.

Quand on suppose maintenant le cas plus réel où il y a un grand nombre N de paires d'ions créés (trace d'ionisation voir Figure 30) il faut recommencer le raisonnement pour chaque paire d'ions.

On suppose qu'il y a un mouvement de N électrons.

A $t_D = d/v_D$ (temps maximum de dérive), on considère que

toutes les charges e^- ont été collectées $N(t_D)=0$.

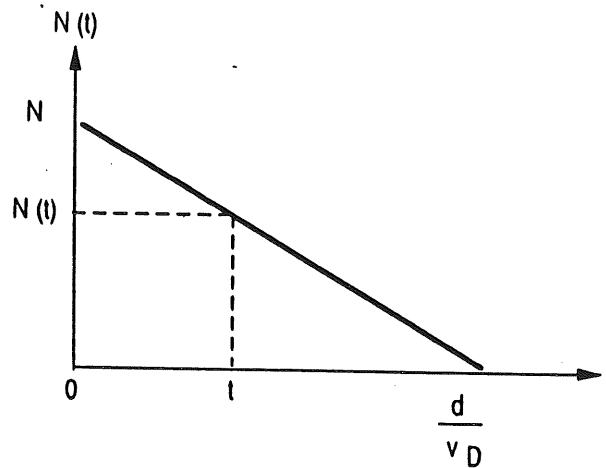


Figure 31. Variation de N

Entre $t = 0$ et $t = t_D$ le nombre de charge e^- en mouvement est $N(t)$. Avec v_D constant, la

variation de $N(t)$ est (Figure 31) linéaire. A un instant t , on a :

$$\begin{aligned} N(t) &= N \cdot (d/v_D - t) / (d/v_D) \\ &= N(1 - t \cdot v_D / d) \end{aligned}$$

A cet instant le courant s'exprime alors :

$$\begin{aligned} i &= N(t) \cdot e \cdot v_D / d \\ &= N \cdot e \cdot (v_D / d) \cdot (1 - t \cdot v_D / d) \end{aligned}$$

Comme tout à l'heure en sommant $i(t)$ entre $t = 0$ et t on obtient l'expression de la charge Q à l'instant t :

$$Q(t) = N \cdot e \cdot (v_D / d) \cdot (t - t^2 \cdot v_D / 2 \cdot d)$$

Et au temps maximum de dérive $t_D = d/v_D$ on a :

$$\begin{aligned} Q_{\max} &= N \cdot e \cdot (v_D / d) \cdot (d/v_D - d/2 \cdot v_D) \\ &= N \cdot e / 2 \end{aligned}$$

On ne récupère donc que la moitié de la charge déposée (Figure 32, page 114), qui est en fait une charge induite par le courant.

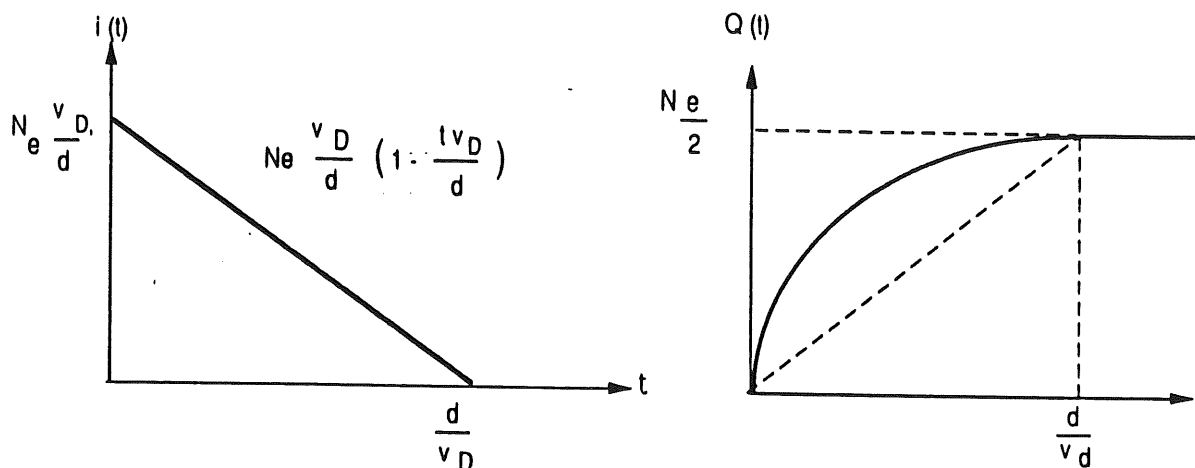


Figure 32. Le courant et la charge totale recueillie dans le cas où il y a un grand nombre d'ionisation.

Au delà de t_D la charge collectée n'augmente plus on se trouve sur un plateau. La vitesse de dérive d'un électron a été mesurée par Miller et al.. Cette vitesse augmente de manière linéaire avec le champ électrique pour des valeurs inférieures à 200 V/cm.

Au dessus de 200 V/cm, la valeur de la vitesse de dérive a tendance à rester constante.

Dans les références (49 et 51), on trouve une approximation de la vitesse de dérive en fonction du électrique valable pour un intervalle de 1 à 50 kv/cm:

$$\text{vitesse de dérive (cm/s)} = 2.1 \times 10^4 [E \text{ (V/cm)}]^{1/3}$$

mesurée par Miller et al..

ii) La contamination en oxygène

D'autres effet tels que la contamination en O_2 de l'argon liquide peuvent jouer sur la collecte de la charge. L'oxygène qui peut se trouver dans l'argon liquide attache les électrons de dérive.

La contamination en oxygène aura pour effet d'influencer sur le libre parcours moyen des électrons dans l'argon liquide. On trouve dans la référence (49)

l'expression de ce libre parcours moyen valable pour $p \lesssim 10$ ppm (p étant la contamination en O_2) :

$$\bar{S} \text{ (en cm)} = \text{Constante} \frac{E \text{ (en kV/cm)}}{p \text{ (en ppmO}_2\text{)}}$$

Avec Constante = 0.12 (ref. 49) et Constante = 0.15 (ref. 52 Hoffman et al.). Valable pour de petites densités d'ionisation sans tenir compte des effets de recombinaison des électrons avec des ions positifs.

Ce dernier effet a été décrit de manière quantitative par Marshall (52) et il donne la fraction f des électrons qui échappent à la recombinaison selon la théorie de Jaffe:

$$f = \frac{1}{1 + \frac{K}{E}} \quad \text{avec } E \text{ en kV/cm} \\ \text{et } K [1,1 \pm 0,2] \text{ kV/cm}$$

En fait f dépend de $\Delta E / \Delta x$ selon la loi de Birk (ref. 52 Anderson et al.)

Cette expression est valable pour $E \sim 10\text{--}20$ kV/cm et $1-f \ll 1$.

On sait maintenant qu'à cause de la faible mobilité des ions positifs massifs, seule la moitié des charges d'ionisation produites peuvent contribuer au signal.

Pour N paires d'ions produites, la charge maximum collectée est $Q_0 = 1/2 n e$.

Pour un espace d'argon d (en cm) la charge collectée a été estimée par Engler et al. (ref. 49) en tenant compte de la vitesse de dérive dans l'argon liquide, des effets de contamination en oxygène et de recombinaison des électrons, on peut montrer que:

$$Q = Q_0 f \frac{\bar{S}}{d} [1 - \exp(-d/\bar{S})]$$

Ceci montre qu'on a intérêt à se placer à des valeurs élevées du champ électrique ~ 1 kV/cm pour pouvoir récupérer la fraction la plus importante possible de la charge maximum collectable (il faut se placer sur le plateau). Il faut aussi souligner l'importance de la contamination en oxygène de l'argon liquide qui, si elle est > 1 ppm détériore sensiblement la collection de charge.

La perte d'énergie par paire d'ions est de 23,6 eV (23.6 eV dans l'argon liquide et non 26.4 eV dans le gaz, ref. 52 Miyajima et al.) donc la perte d'énergie par charge d'électron observée est de 47.2 eV. En tenant compte du fait que dans le cas d'une cellule 19 mm d'Acier/4.6 mm d'argon liquide 4.2 % de l'énergie est déposée dans l'argon. L'énergie déposée nécessaire pour donner un signal correspondant à un électron est de 1.12 keV.

pour 10 GeV, ~ 420 MeV seront déposés dans l'argon dans la cellule 19 mm Acier/4.6 mm Argon et on obtient :

$$\frac{1}{2} \frac{420 \cdot 10^6}{23.6} \sim 8900000 \text{ électrons} \sim 1.42 \text{ pC}$$

Dans une cellule 2,4 mm Pb/2,4 mm Argon liquide 14,14 % sont déposés dans l'argon.

pour 10 GeV 141.4 MeV seront déposés pour la cellule 2,4 mm Pb/2,4 mm Argon et on obtient de l'ordre de $3 \cdot 10^6$ électrons.

$$\frac{1}{2} \frac{23.2 \cdot 10^6}{23.6} \sim 490000 \text{ électrons}$$

pour 1 GeV 143 MeV seront déposés pour la cellule 2,4 mm Pb/2,5 mm Argon et on obtient $2,7 \cdot 10^6$ électrons.

iii) Le bruit électronique.

Les calorimètres qui contiennent un grand nombre de plaques sous tension se comportent comme des condensateurs avec de grandes acceptances C_d .

La mesure de la charge est effectuée en observant une fraction de la charge totale produite par ionisation distribuée sur un amplificateur.

Les transistors à effets de champ sont les meilleurs éléments amplificateurs avec une capacité à l'entrée de l'ordre de 10 pF.

Cet amplificateur connecté directement sur la chambre d'ionisation ne voit qu'une fraction (1/10000) de la charge totale.

Il est possible d'obtenir une meilleure distribution de charge et donc un meilleur rapport signal sur bruit peut être obtenu à l'aide d'un transformateur qui permet d'adapter les impédances du détecteur et de l'amplificateur (ref. 50). Le calorimètre de H1 n'aura pas de transformateurs (tore de ferrite) car ceux ci seraient situés à l'intérieur du champ magnétique.

Dans le chapitre 2 (ref. 41 et 42), on donne quelques valeurs des capacités et du bruit attendu dans le calorimètre H1.

V- Les appareillages des tests du CERN

1 - Introduction

Afin d'étudier en détail les propriétés d'un calorimètre à argon liquide la collaboration H1 a décidé de construire plusieurs prototypes de calorimètres électromagnétiques et hadroniques et de les tester sur le faisceau H6 du CERN, avec des faisceaux d'électrons et de pions sur une gamme d'énergie assez large de 5 à 230 GeV..

Ces tests de prototypes doivent permettre, d'une part, d'acquérir une bonne connaissance des effets purement instrumentaux, à savoir les problèmes inhérents au:

- contrôle du cryostat (mise en froid, remplissage et vidange de l'argon, réchauffage du cryostat)
- la mécanique des calorimètres et son comportement dans le froid
- l'électronique (bruit, diaphonie)
- transport des informations entre l'intérieur et l'extérieur du cryostat

et d'autre part, quand ces effets sont contrôlés, une bonne connaissance des propriétés physiques du calorimètre à partir des données enregistrées. En particulier, on sait que les calorimètres à Argon liquide sont des calorimètres non compensateurs.

L'étude des propriétés physiques des calorimètres de test est surtout orientée sur les points suivants:

- la résolution en énergie des électrons
- la méthode qui permet d'améliorer la résolution en énergie des hadrons et d'égaliser le rapport e/h à 1
- une méthode pour obtenir une réjection électron pion meilleure que 10^{-3} .

qui font l'objet du chapitre 5 suivant.

Les configurations et les calorimètres ont évolué entre Juin 1986 et Aout 1987.

Le même cryostat, contenant les calorimètres, a été utilisé pendant toutes les périodes de tests (Figure 33, page 118 et Figure 34, page 119)

MONTAGE DU TEST

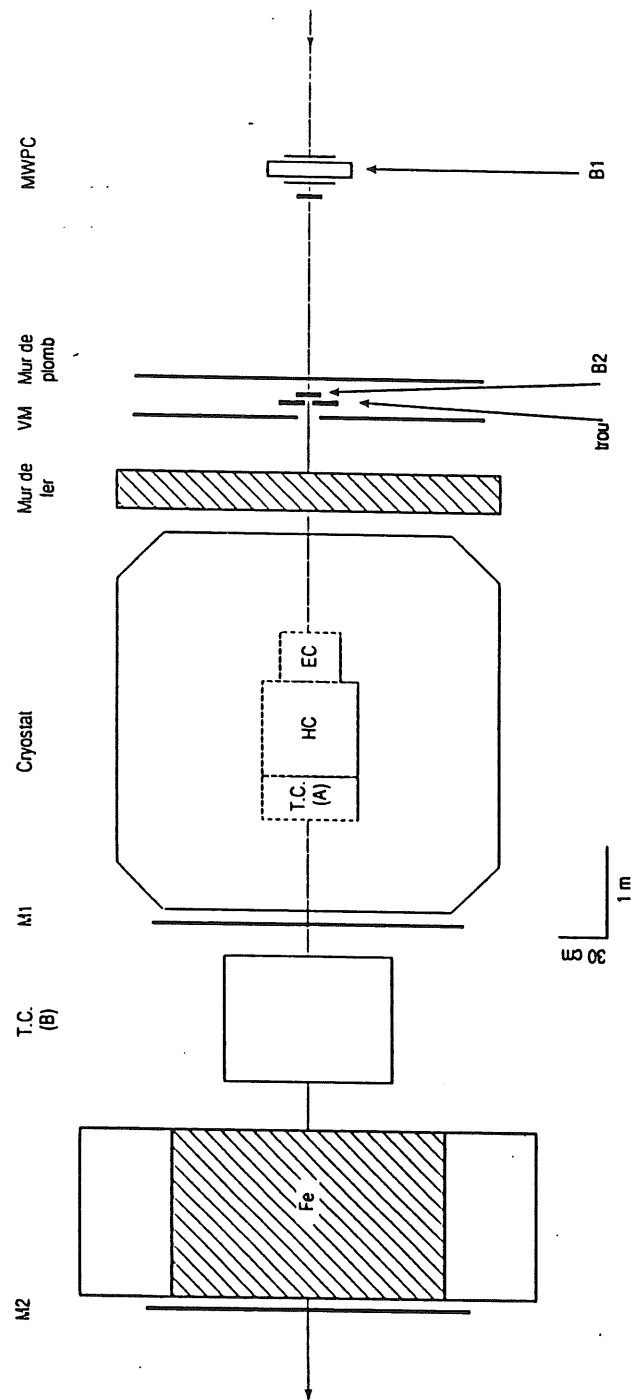


Figure 33. Schéma du montage expérimental

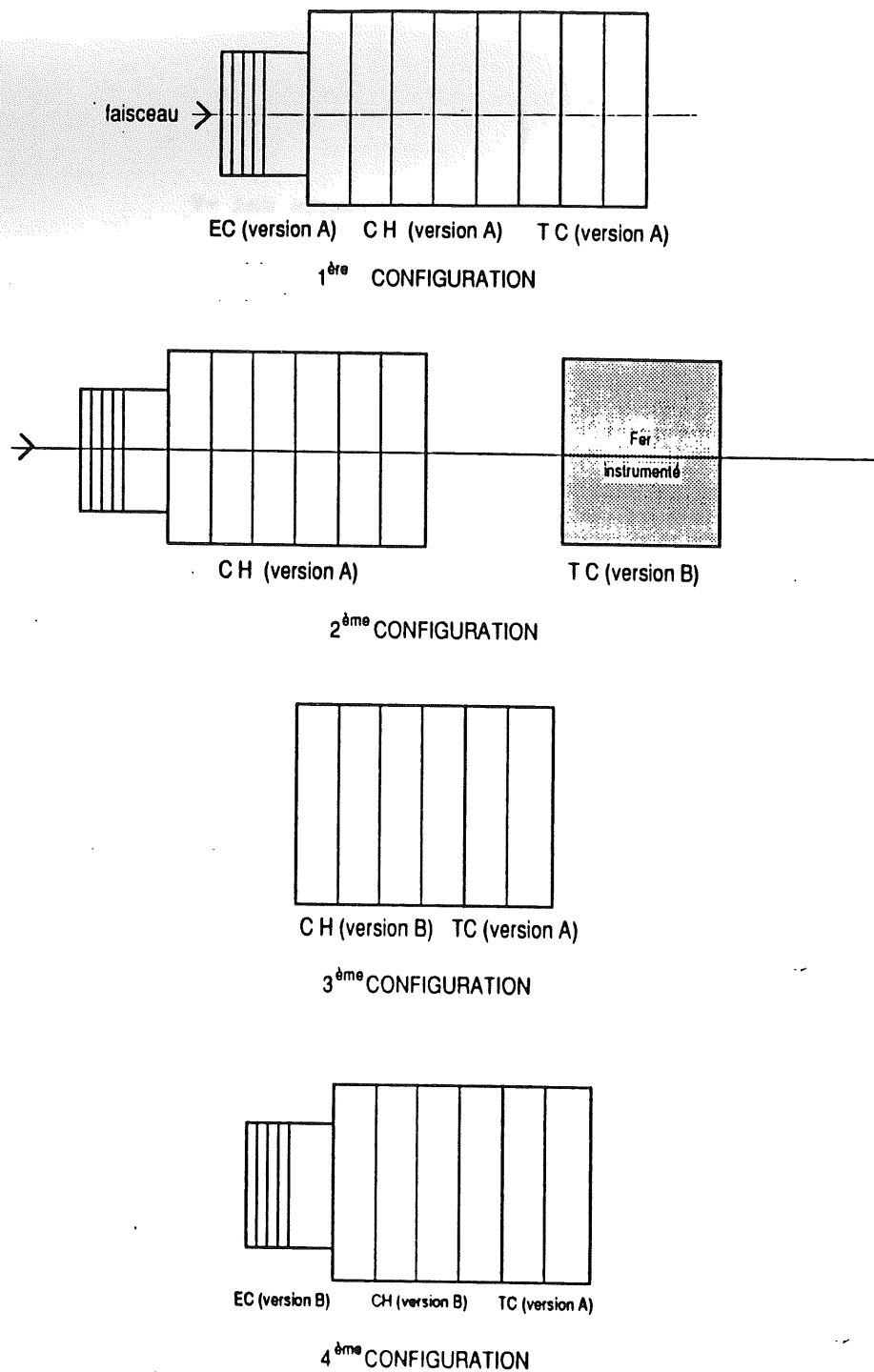


Figure 34. Evolution des configurations des prototypes de calorimètre

1^{ère} configuration (de Juin à Octobre 1986):

calorimètre électromagnétique	version A
calorimètre hadronique	version A
tail catcher	version A

2ème configuration (Novembre 1986):

calorimètre électromagnétique version B
calorimètre hadronique version A.
tail catcher version B situé à l'extérieur du cryostat.

3ème configuration (Juin 1987):

calorimètre hadronique version B
tail catcher version A à nouveau

4ème configuration (Août 1987):

calorimètre électromagnétique version B
calorimètre hadronique version B
tail catcher version A

Ces prototypes sont utilisés comme cible fixe sous le faisceau H6 du CERN.

2 - Les calorimètres de tests

a) Le calorimètre électromagnétique version A

C'est un calorimètre à échantillonnage de $22,8 \times$ avec des plaques de plomb de $1,86 \text{ mm} \pm 0,05 \text{ mm}$ d'épaisseur. La cellule élémentaire de ce calorimètre est représentée (Figure 35, page 124)

L'espace d'argon est de deux fois $1,5 \text{ mm}$. Entre les deux plaques d'absorbeurs se trouve une plaque de lecture en G10 et électrodes de cuivre pour collecter et lire les charges d'ionisation (read out board).

Les plaques de lecture sont maintenues entre les plaques de plomb à l'aide de 40 espaceurs de teflon $1,5 \text{ mm}$ d'épaisseur.

Ces plaques de lectures (Figure 36, page 125) sont subdivisées en surface carrées ou rectangulaires de tailles différentes

Les paramètres de ce calorimètre sont résumés dans le tableau suivant:

plaque de plomb mm^3	1,86 x 420 x 420
dimension latérale du calorimètre	42 cm
espace d'argon	2 x 1,5 mm
épaisseur de la plaque de lecture	1,12 mm
position de la plaque de lecture	centrale dans l'espace d'argon
nombre de plaques de lecture	64
rayon de mollière	3,7 cm

On obtient une segmentation longitudinale du calorimètre en cinq segments en connectant entre elles les cellules de la manière suivante: 8/8/8/8/32 . La segmentation longitudinale donne les paramètres suivants:

segments 1/2/3/4/5 en mm	47/47/47/47/188
en X_0	2,85/2,85/2,85/2,85/11,4
en λ	0,1325/0,1325/0,1325/0,1325/0,53

Pour une longueur totale de 376 mm, $22.8 X_0$ ou encore 1.06λ .
 Les pads individuels des plaques de lectures d'un même segment sont connectés entre eux - ainsi regroupés ils forment une tour qui correspond à une voie d'électronique. Il y a donc 48 tours par segment,
 On a alors 240 tours au total pour le calorimètre électromagnétique ou encore, 240 voies électroniques, ce qui représente une très bonne granularité.

La haute tension est appliquée sur les plaques de plomb directement par cinq lignes indépendantes pour les cinq segments du calorimètre.
 La capacité de chaque tour individuelle a été mesurée, elle varie de 0,8 à 1,5 nF pour les quatre premiers segments et de 1,8 à 4,6 nF pour le cinquième segment. La capacité des quatre premiers segments est de 60 nF et de 163 nF pour le cinquième.
 Pour chaque ligne haute tension on ajoute des capacités de blocages (entre 50 nF et 120 nF) connectés à la terre. Des capacités de blocages supplémentaires ont été ajoutées à l'extérieur du cryostat (2000 nF).

b) Le calorimètre électromagnétique version B

Dans cette version, la structure des cellules est sensiblement modifiée:

-Pour les quinze premières cellules (Figure 35, page 124), deux feuilles de captons isolantes sont collées sur une plaque de plomb sur deux. Sur cette feuille de capton vient s'ajouter la plaque de lecture en G10 Où, cette fois, seule la face coté argon comporte les électrodes de lecture. Les feuilles de capton des autres plaques de plomb sont peintes avec une peinture résistive conductrice qui possède une grande résistivité surfacique ($100 \text{ M}\Omega/\text{carré}$).

-Pour les quatorze dernières cellules (Figure 35, page 124) la peinture résistive se trouve sur la plaque de lecture.

La haute tension est appliquée sur la peinture résistive tandis que les plaques de plomb sont reliées à la masse. La peinture résistive a pour rôle de limiter les effets d'une décharge trop brutale dans l'argon due à un court circuit sur les préamplificateurs et de limiter la diaphonie.

L'espace d'argon est défini par des espaceurs de teflon avec une épaisseur moyenne de 2,78 mm et une variation maximum de 0.35 mm.

Les quinze premières cellules sont divisées longitudinalement en quatre sections en regroupant les pads entre eux de 3, 4, 4 et 4 cellules respectivement, c'est à dire quatre sections de 48 tours.
 Les quatorze dernières cellules sont groupées entre elles de manière à former le cinquième segment longitudinal du calorimètre. La capacité totale de chaque segment a été mesurée et est égale à: 73, 91, 90, 89, 343 nF.

On résume maintenant les paramètres de cette version du calorimètre électromagnétique:

dimension des plaques de plomb (mm)	2,4 x 420 x 420
espace d'argon (mm) :	2,8
épaisseur des plaques de lecture (mm) :	0,8
position des plaques de lecture :	sur les plaques de plomb
nombre de plaques de lecture :	57
rayon de molière :	3,3 cm
longueur du calorimètre :	$377,5 \text{ cm} / 26,2 X_0 / 1,13 \lambda$

segmentation longitudinale : 2,7/3,6/3.6/3,6/12,6 en X₀
haute tension : sur la peinture résistive

Dans la quatrième configuration les segments 3 et 4 de ce calorimètre ont été réunis en un seul.

c) Le calorimètre hadronique version A

Le calorimètre de cette version est un calorimètre à échantillonnage de 6.12 λ longueur d'interaction nucléaire avec des plaques de cuivre comme matériel absorbeur.

On a ajouté une partie de 2.88 λ longueur d'interaction avec des plaques de Fer comme matériel absorbeur, mais cette partie destinée aux queues de gerbes sera décrite dans la partie consacrée au tail catcher.

La cellule hadronique de base est schématisée sur la Figure 35, page 124. Une cellule hadronique consiste en une plaque de cuivre de 5 mm d'épaisseur et de 820 x 800 mm² de dimensions latérales, d'un gap d'argon liquide de 1,5 mm d'épaisseur, d'une plaque de lecture en G10 de 1 mm d'épaisseur et de 800 x 800 mm² de dimensions latérales d'un espace d'argon liquide et à nouveau d'une plaque de cuivre. Les plaques de cuivre ont été mesurées avec des tolérances de 0,4 mm sur la planéité et de 0,05 mm sur l'épaisseur.

Les plaques de lectures sont subdivisées en 20 bandes (Strips) de 8 cm x 40 cm - elles peuvent être orientées, soit verticalement et horizontalement (Figure 36, page 125).

Dans le montage de deux cellules consécutives les plaques de lectures ont été montées avec des orientations de bandes perpendiculaires, permettant une étude des fluctuations de sampling.

Chaque bande d'une orientation donnée est connectée avec la bande correspondante de la plaque de lecture suivante ayant la même orientation. On définit ainsi une segmentation longitudinale de 20 tours par orientation. Dans chaque segment on a alors deux structures entrecroisées, une avec des bandes verticales, une avec des bandes horizontales; - on a alors 40 tours par segment. Le calorimètre hadronique est divisé en 6 segments longitudinaux de 26 cellules élémentaires chacun et 24 cellules pour le dernier.

Chaque tour correspondant à une voie électronique, on obtient 240 voies électroniques.

On résume maintenant les paramètres du calorimètre hadronique:

plaques de cuivre :	5 x 820 x 800 mm ³
espace d'argon liquide :	2 x 1,5
nombre de plaques de lecture :	154
longueur mm/ λ :	1391 / 6,12

La haute tension est appliquée sur les plaques de cuivre d'une manière entrecroisée pour réduire le volume mort en cas de courts circuits dans une des cellules. Les plaques de cuivre sont connectées à la haute tension par 24 lignes indépendantes.

Chaque ligne comporte une résistance de 5 M Ω suivie d'une capacité de blocage dans le froid, la masse étant la masse interne ou la masse des plaques de lecture connectées à la masse des amplificateurs. Les capacités de blocage varient entre 200 et 400 nF.

Des capacités de blocages supplémentaires ont été ajoutées à l'extérieur du cryostat .

Les capacités des voies ont été mesurées, pour un segment cuivre elles varient entre 8 et 10 nF.

d) Le calorimètre hadronique version B

Elle est proche de la configuration finale de H1 tant par le choix du fer que par le choix du principe d'une cellule de lecture indépendante ce qui le rend très différent du calorimètre précédent.

La deuxième version du calorimètre contient trente plaques de fer de 16 mm d'épaisseur comme matériel absorbeur.

Les dimension latérales de ce calorimètre sont de 820 x 800 mm.

Le gap d'argon est de 2 x 2,5 mm avec les plaques de lecture situées au milieu de l'espace d'argon.

Les plaques de lecture sont indépendantes - elles sont constituées de plaques de lectures, utilisées déjà dans la version A du calorimètre hadronique, disposées entre deux plaques d'acier de 1,5 mm d'épaisseur, l'espace d'argon entre les plaques de lecture et de plaques d'acier est de 2,5 mm.

Sur les deux faces internes (à la cellule) des plaques d'acier, on a collé une feuille de capton de 125 μ d'épaisseur revêtue de 35 μ de cuivre. Le cuivre sert à recevoir les ligne haute tension et en plus agit comme une capacité de découplage par rapport à la masse de 96 nF/plan. La Figure 35, page 124 représente une cellule hadronique.

Cette cellule est placée entre deux plaques d'absorbeur en fer de 16 mm, ce qui donne au total 19 mm d'épaisseur pour l'absorption.

Chaque cellule de lecture constitue donc un ensemble indépendant.

Les plaques de lecture des cellules de lecture sont les mêmes que celles utilisées dans la version A du calorimètre.

On a au total 30 cellules indépendantes montées de manière à avoir les bandes des plaques de lectures disposées successivement horizontales puis verticales.

Les cellules sont regroupées entre elles 6/8/8/8 .

On obtient une segmentation longitudinale du calorimètre hadronique en quatre segments de 40 tours.

La longueur totale du calorimètre est de 3,76 λ segmentée comme suit, 0,752 λ / 1,0 λ / 1,0 λ / 1,0 λ / .

A chaque segment correspond un cable haute tension, lui même subdivisé en quatre lignes connectées de manière entrecroisée pour les cellules à bandes horizontales et à bandes verticales. La dernière plaque de Fer du calorimètre a été endommagée et bénéficie d'un cable haute tension individuel. On a au total 17 cables haute tension (4 par segment + 1), ce nombre a pu être réduit à 8 dans la configuration n° 4 du test car aucun problème n'était survenu.

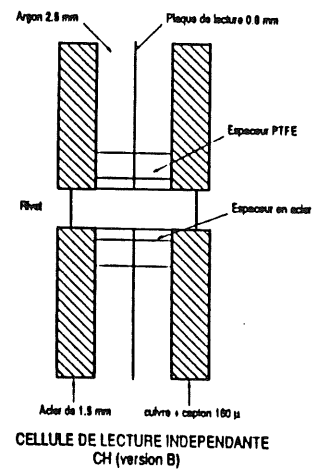
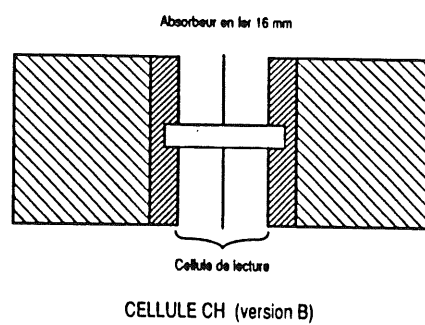
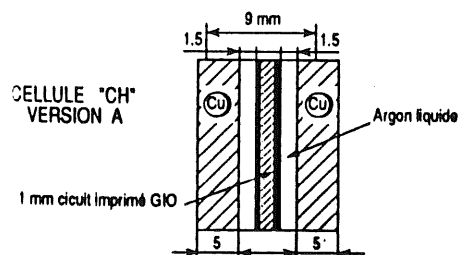
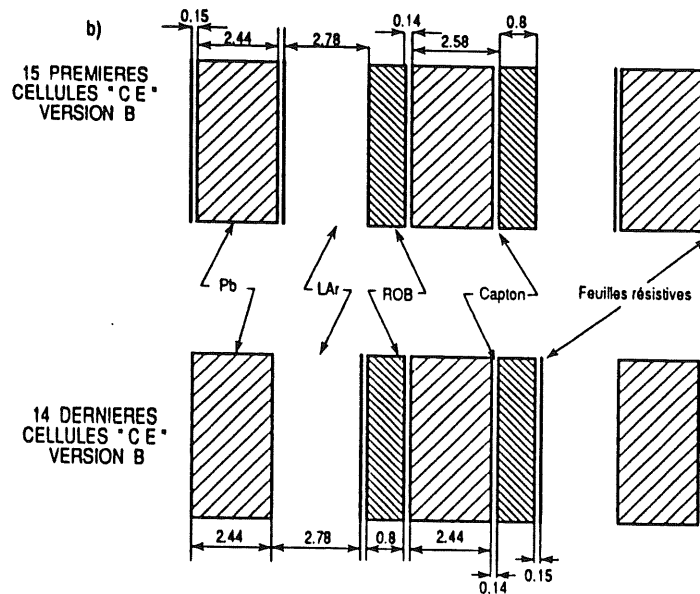
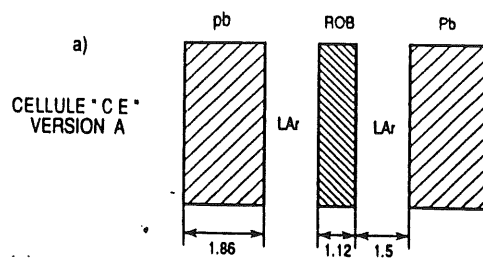
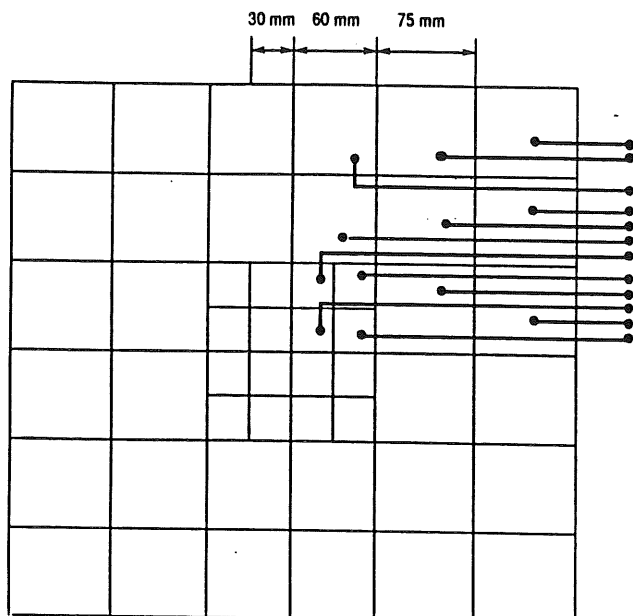
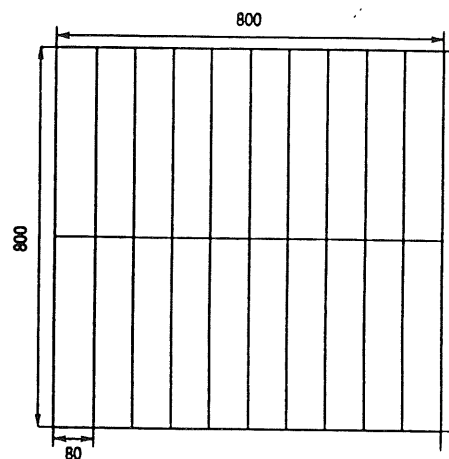


Figure 35. Les cellules des calorimètres.



PLAQUE DE LECTURE DES C E



PLAQUE DE LECTURE DES C H ET DE T C
VERSION A

Figure 36. La géométrie des plaques de lecture (R.O.B).

e) Le tail catcher version A

Le tail catcher de la version A consiste en un calorimètre à argon liquide avec des plaques de fer installé dans le cryostat derrière les calorimètre hadroniques version A et B (voir Figure 33, page 118 et Figure 34, page 119)

Ce calorimètre installé pour étudier les queues de gerbes hadroniques après $6,12 \lambda$ (pour le calorimètre hadronique avec le cuivre) ou $3,76 \lambda$ (pour le calorimètre hadronique avec le Fer) a lui même $2,88 \lambda$.

Les plaques de Fer ont 25 mm d'épaisseur avec des tolérances de 0,1 mm sur l'épaisseur et la planéité. L'espace d'argon est de 4 mm entre la plaque de lecture et la plaque de Fer.

Les plaques de lectures de charge sont les mêmes que celles utilisées pour les calorimètres hadroniques et elles sont placées au milieu de l'espace entre les plaques de Fer.

La cellule de tail catcher est représentée dans la Figure 37, page 126.

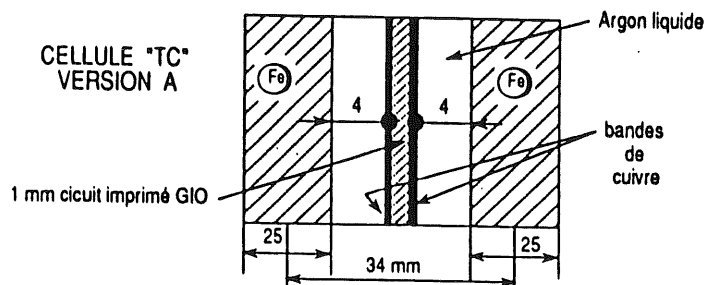


Figure 37. Cellule du tail catcher de la première version.

Ce tail catcher contient 19 plaques de Fer soit 18 cellules. Il est divisé en deux sections longitudinales de 9 cellules par sections suivant la même procédure que les calorimètres hadroniques. Chaque segment possède alors 40 canaux électroniques On a $1,44 \lambda$ par segment (318.5 mm)

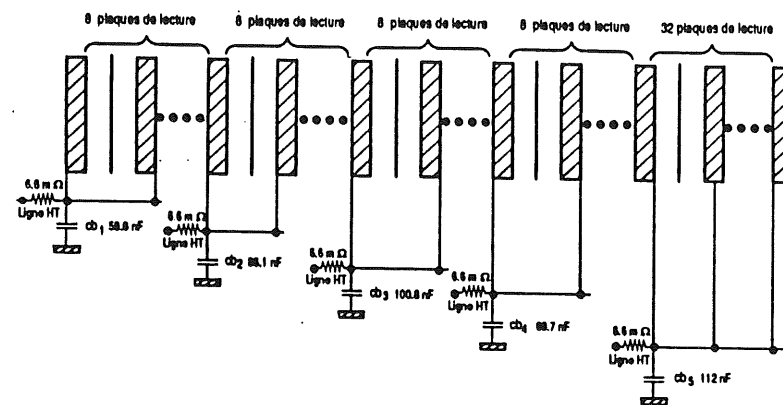
L'alimentation haute tension de ce tail catcher n'est assurée que par une seule ligne haute tension connectée sur les plaques de Fer:
Pour la configuration n°3 et 4 le tail catcher version A a été enlevé et remplacé par un tail catcher à gaz situé à l'extérieur du cryostat. C'est ce tail catcher qu'on va décrire maintenant.

f) Tail catcher version B.

Ce détecteur à gaz utilise des plaques de Fer comme absorbeur et des chambres à fil utilisées comme des chambres à streamer comme élément actif.

Cette version de détection contient 10 plaques de Fer de 50 mm d'épaisseur et 10 plaques de 25 mm d'épaisseur espacées de 25 mm sauf après 300 mm de Fer où l'espace est à ce moment de 50 mm, les dimensions latérales sont de $110 \times 125 \text{ cm}^2$, l'ordre du montage est indiqué sur la Figure 38, page 127. Le tail catcher est équipé de 13 chambres à fils planes. Chaque plan est constitué de 12 tubes à dérives en PVC (profilé), au total 156 tubes. La longueur d'un tube étant de 120 cm. La structure de base d'un tube est représentée sur la Figure 38, page 127. Le tube ainsi constitué fonctionne avec un mélange de 25 % d'argon et 75 % d'isobutane à la pression atmosphérique.

SYSTEME DE HAUTE TENSION POUR "CE" VERSION A



SYSTEME DE HAUTE TENSION POUR "CE" VERSION B

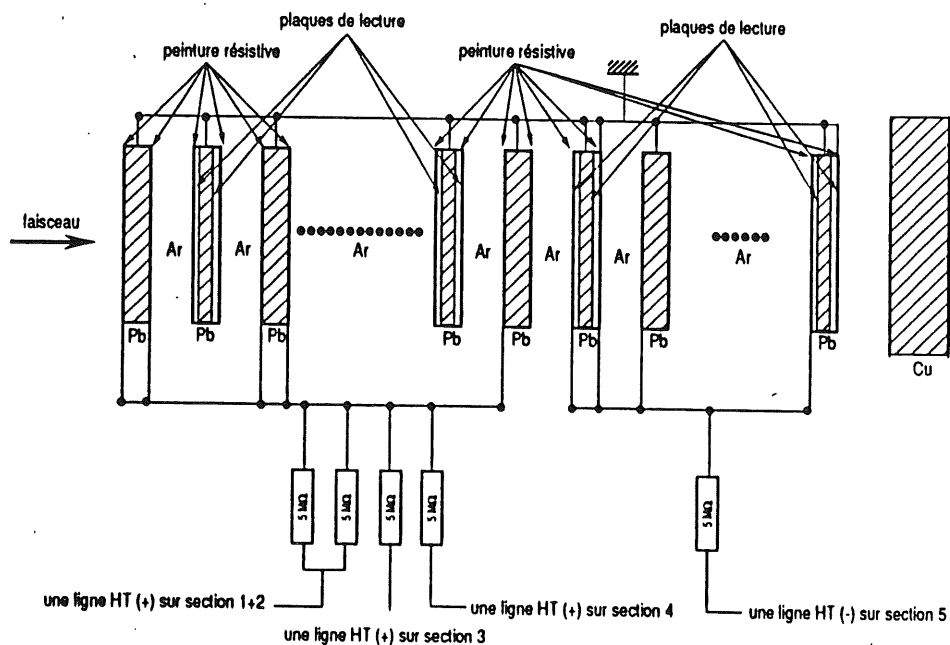
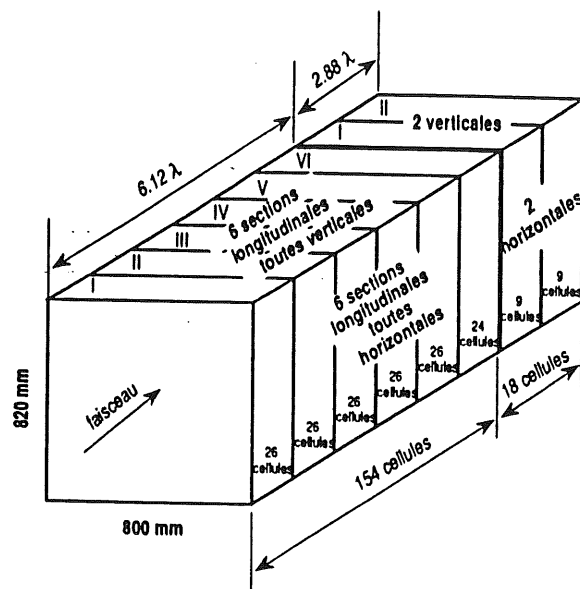
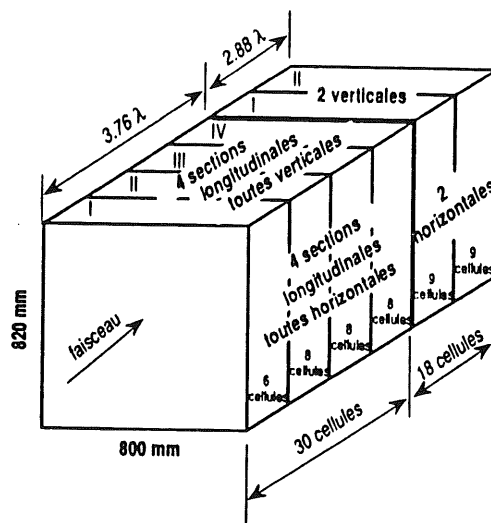


Figure 38. Système haute tension des calorimètres électromagnétiques



Calorimètre hadronique version A + Tail Catcher version A .
configuration 1

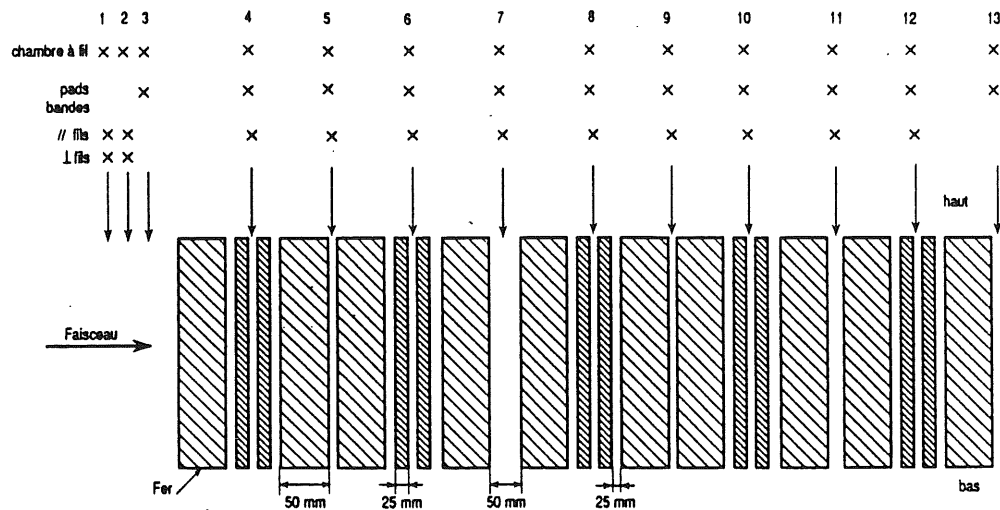


Calorimètre hadronique version B + Tail Catcher version B .
configuration 3, 4

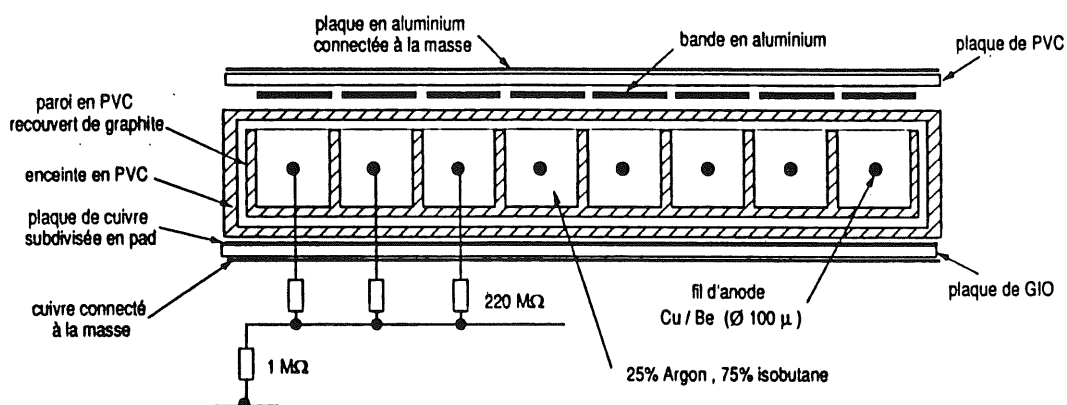
Figure 39. Les calorimètres hadroniques et le Tail Catcher de la version A.

Ce détecteur à gaz utilise des plaques de Fer comme absorbeur et des chambres à fil utilisées comme des chambres à streamer comme élément actif.

Cette version de détection contient 10 plaques de Fer de 50 mm d'épaisseur et 10 plaques de 25 mm d'épaisseur espacées de 25 mm sauf après 300 mm de Fer où l'espace est à ce moment de 50 mm, les dimensions latérales sont de 110 x 125 cm², l'ordre du montage est indiqué sur la Figure 40, page 130. Le tail catcher est équipé de 13 chambres à fils planes. Chaque plan est constitué de 12 tubes à dérives en PVC (profilé), au total 156 tubes. La longueur d'un tube étant de 120 cm. La structure de base d'un tube est représentée sur la Figure 40, page 130. Le tube ainsi constitué fonctionne avec un mélange de 25 % d'argon et 75 % d'isobutane à la pression atmosphérique. La lecture de la charge se fait par l'intermédiaire d'électrodes qui peuvent lire le signal soit de manière analogique (pads) soit de manière digitale (Figure 40, page 130).



TC VERSION B



TUBES DU TC VERSION B

Figure 40. Le tail catcher à gaz de la seconde version.

Les fils des tubes sont orientés horizontalement et les bandes peuvent être soit parallèles soit perpendiculaires.

La situation est résumée dans le tableau suivant:

espace	profondeur	équipé avec	équipé avec
--------	------------	-------------	-------------

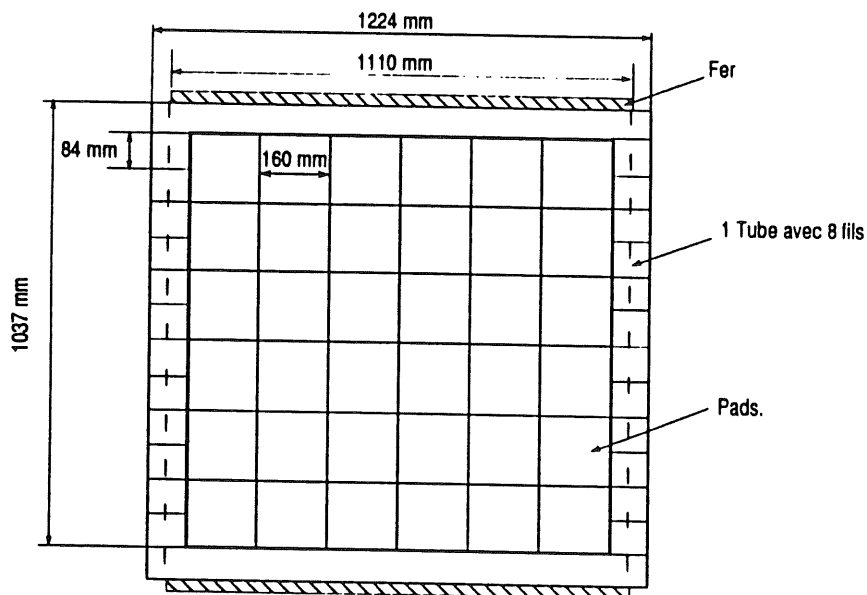
	de fer(cm)	pads	bandes //	bandes ⊥
1	0,0		x	x
2	0,0		x	x
3	0,0	x		
4	7,5	x	x	
5	15,0	x	x	
6	22,5	x	x	
7	30,0	x	x	
8	37,5	x	x	
9	45,0	x	x	
10	52,5	x	x	
11	60,0	x	x	
12	67,5	x	x	
13	75,0	x		

Le fer est équipé tous les 7,5 cm, ce qui est le sampling prévu dans le détecteur H1.

Dans le tableau suivant on résume le nombre de voie pour l'électronique du tail catcher à gaz.

type de signal	nombre de voies par espace	nombre d'espaces	total
analogique (Pads)	6 x 6	3	108
digital (bandes //)	96	11	1056
digital (bandes T)	96	2	192

L'énergie peut être mesurée en utilisant soit la charge lue par les pads soit la multiplicité lue par les bandes.



DISPOSITIF DE LECTURE DU FER INSTRUMENTE

Figure 41. Géométrie des plaques de lecture

3 - Cryostat et cryogénie.

Le diamètre utile (intérieur) du cryostat est de 1800 mm pour une longueur de 3000 mm, ce qui permet une capacité de 6 m³ d'Argon liquide. L'isolation contre les pertes de chaleur est assurée par une paroi de polyuréthane de 400 mm d'épaisseur.

La réfrigération est assurée par une circulation d'azote liquide dans un échangeur de chaleur situé dans la phase vapeur de l'argon. et le temps nécessaire pour atteindre la température de l'argon liquide (- 184°C) est d'environ trois jours. En période stable la pression de la phase vapeur de l'argon liquide est maintenue à 1,2 bar en régulant le flux d'azote liquide dans l'échangeur de chaleur, ceci permet d'empêcher l'intrusion de gaz dans le cryostat en cas de microfuite pendant la durée des tests.

La vidange et le réchauffage du cryostat à l'aide d'une chaufferette de 1600 W située à l'arrière du cryostat sont des opérations qui demandent environ cinq jours.

Le réservoir d'argon de 5000 litres d'argon ne permet pas de remplir le cryostat complètement mais assure une immersion totale du calorimètre.

des mesures de pressions et de températures à plusieurs endroits différents en profondeur longitudinales et verticales ont permis de monitorer en permanence ces paramètres.

La pureté de l'argon liquide a été continuellement contrôlée en prélevant une fraction de l'argon dans sa phase vapeur dans le cryostat.

La contamination en oxygène O₂ est de 2 ppm sauf pour la configuration 1 où elle était de l'ordre de 28 ppm (cf chapitre V).

4 - L'électronique de la calorimétrie.

i) L'électronique

Les calorimètres électromagnétiques des versions A et B correspondent à 240 voies électroniques chacun.

Le calorimètre hadronique de la version A correspond à 240 voies électroniques, tandis que celui de la version B correspond à 160 voies électroniques. Enfin, le tail catcher de la version A correspond lui à 80 voies électroniques. On résume pour chacune des configurations le nombre total de voies électroniques pour le signal du calorimètre à argon liquide:

- configuration 1 : 560 voies électroniques
- configuration 2 : 480 voies électroniques
- configuration 3 : 240 voies électroniques
- configuration 4 : 432 voies électroniques

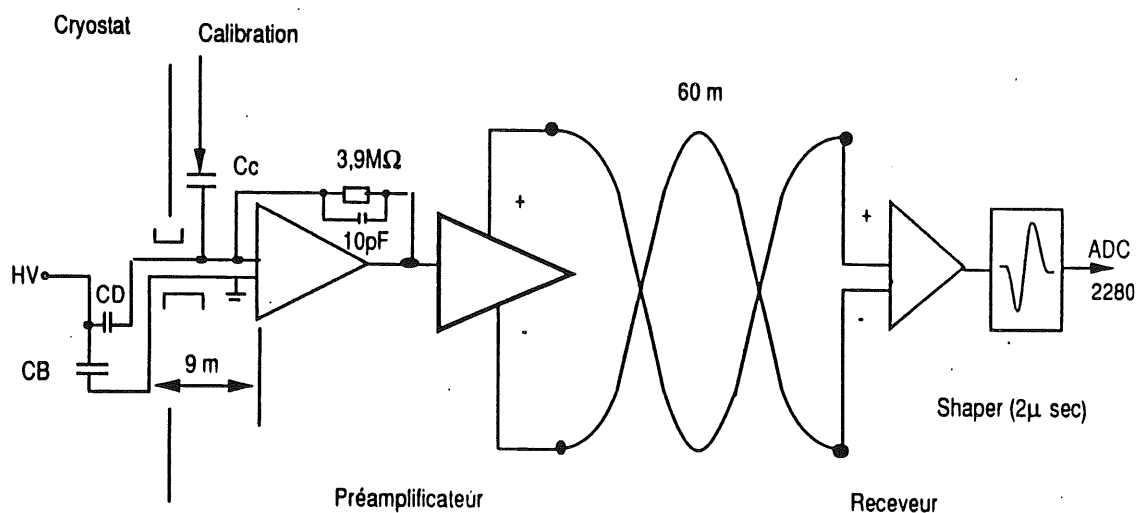
Pour les configurations 1 et 2 du calorimètre, chaque voie électronique se compose de cinq parties:

- un préamplificateur de charge
- un contrôleur de ligne (ligne driver)
- un amplificateur différentiel
- une mise en forme du signal
- un convertisseur analogique digital.

Les préamplificateurs de charge sont situés le plus près possible des orifices de sorties des câbles de signaux (sortant du cryostat) - ces câbles ont une résistance de 97Ω . La longueur des câbles entre les cellules des calorimètres et les préamplificateurs de charge est de 9 mètres.

Le contrôleur de ligne différentie le signal et le transmet à l'amplificateur différentiel après une distance de 60 mètres.

Le signal est ensuite mis en forme, le temps de mise en forme étant de $2 \mu s$. Enfin, le signal est digitisé par un convertisseur analogique digital ADC qui transforme la charge du signal en nombre de canaux d'ADC. Ces adcs sont du type LCR 2280 et l'intervalle de temps d'ouverture est de 500 ns. Le schéma de l'électronique est résumé sur la Figure 42.



ELECTRONIQUE DU CALORIMETRE

Figure 42. L'électronique des calorimètres de tests.

Le bruit électronique intrinsèque dépend de la capacité du détecteur. Pour une voie électronique le bruit incohérent est de:

$$Q(e_o) = 11000 + 4400 C_D \text{ [nF]}$$

où C_D est la capacité du détecteur pour la voie considérée.

ii) La calibration de l'électronique

Toutes les voies électroniques sont calibrées en envoyant une impulsion de tension à travers une capacité de 10 pF dans chaque amplificateur et à mesurer le signal de sortie. Pour les tests de 1986, la calibration est une calibration dite chaude car les préamplificateurs sont situés à l'extérieur du cryostat.

On peut obtenir la valeur exacte des pédestaux de la voie électronique ainsi que le facteur de conversion charge/canal ADC de manière précise (1/100) - ie les pentes de la chaîne électronique.

iii) L'électronique des tests de 1987

Pour les configurations 3 et 4, l'électronique des tests a subi quelques changements.

Les cables entre les cellules des calorimètres et les préamplificateurs ont une impédance ramenée à 50 Ω .

Le bruit électronique a été réduit en améliorant le blindage des cables de signal venant du cryostat et en installant les préamplificateurs dans ces boîtes de métal - cage de Faraday.

D'autre part la gamme dynamique de l'électronique du calorimètre de H1 sera de 15 bits.

Pour assurer la transmission de cette gamme dynamique et pour réduire le nombre de lignes de transmission, une nouvelle chaîne a été mise en oeuvre pour 128 voies. Elle permet deux niveaux de multiplexage (un premier de 16 à 1 et le second de 8 à 1) et deux régime d'amplification (gain 8 pour les petits signaux et gain pur les grands signaux).

Ceci permet donc de tester l'option choisie pour l'électronique finale du calorimètre à argon liquide de H1 (chapitre 2).

iv) la calibration de l'électronique pendant les tests de 1987

Pour la calibration, une seconde procédure a été adoptée. Dans le cas de la calibration précédente dite chaude, le signal mesuré ne ressemble pas à un signal réel. En effet, une fraction du signal d'entrée de la calibration peut passer à travers les préamplificateurs tandis qu'une autre fraction peut aussi aller vers les pads de lecture revenant alors avec un retard après réflexion en bout de ligne.

C'est pourquoi de petites capacités ont été connectées aux lignes de signal près des pads à l'intérieur de l'argon liquide. Le signal mesuré ressemble alors à un signal réel. C'est la calibration dite froide.

Cette nouvelle méthode de calibration permet de comparer deux méthodes de calibration et d'optimiser une méthode pour le futur détecteur H1. Dans la version finale du calorimètre de H1, les deux procédures, chaude et froide, seront adoptées (voir chapitre 2) pour la calibration.

5 - Le dispositif expérimental.

Le calorimètre est utilisé comme cible fixe sous des faisceaux de particules. Le cryostat a été installé sous le faisceau H6 du hall nord n°1 au SPS du CERN.

Pour chaque configuration, on représente le dispositif expérimental de manière schématique sur la Figure 34, page 119.

a) La matière sur la ligne du faisceau.

En sortant de son tube après le dernier quadripôle (Q 18) le faisceau traverse l'aire réservée à l'expérience NA32 dans le HALL Nord et l'aire réservée aux tests de l'expérience DELPHI qui représente au total une distance de l'ordre de 59 m consistant en plusieurs matériaux différents mais principalement de l'air.

La place des tests H1 est limitée à cause de l'aimant DELPHI qui agit comme un collimateur avec une ouverture de 9,7 cm de diamètre juste devant l'aire réservée aux tests de H1.

Le faisceau traverse une certaine distance et différents matériaux avant d'atteindre le calorimètre électromagnétique, on résume la situation dans le tableau suivant:

		longueurs en cm	en longueur X_0
NA32	air	1351	$4,4 \cdot 10^{-2}$
	détecteurs	1884,6	$14,1 \cdot 10^{-2}$
DELPHI	air	2500	$8,2 \cdot 10^{-2}$
	détecteurs	10,1	$5,2 \cdot 10^{-2}$
H1	air	537,4	$1,2 \cdot 10^{-2}$
	détecteurs	12,1	$14,4 \cdot 10^{-2}$
	Argon liquide	8,4	$69,0 \cdot 10^{-2}$
	tube à vide	65,5	
Total		6389 cm	$1,08 X_0$

Le faisceau traverse alors $1,08 X_0$ avant d'atteindre le premier segment du calorimètre électromagnétique.

b) Les compteurs à scintillations

Les compteurs B_1 , B_2 sont des compteurs à scintillation placés très à l'avant du cryostat sur la ligne de faisceau. Ils jouent un rôle dans le déclenchement de l'appareillage.

Le compteur trou permet de rejeter le halo du faisceau, il est placé juste devant le panneau VM Figure 33, page 118. Les panneaux VM, M1 et M2 sont un

ensemble de dix plaques de scintillateurs de 20 cm de large sur 120 cm de long.

Le panneau VM est placé devant le cryostat et sert à compter les traces de particules qui n'appartiennent pas au faisceau et qui peuvent pénétrer le cryostat. Utilisé comme VETO dans l'analyse off line, il permet de rejeter les gerbes qui passent et qui n'ont pas été absorbées par les murs de Fer et de plomb.

Le panneau M1 placé juste derrière le cryostat permet de compter les particules qui s'échappent des calorimètres et le panneau M2 placé derrière le bloc de Fer et de béton, permet de compter les muons.

Les compteurs M2 peuvent être utilisés comme veto quand on veut dans l'analyse rejeter les muons et les traces de particules qui s'échappent du cryostat ou encore pour sélectionner ces mêmes muons.

c) Les chambres

Très à l'avant en remontant la ligne de faisceau, devant le compteur B1, on trouve un ensemble de chambres à fils.

On dispose de 4 plans de fils dans les deux directions perpendiculaires à l'axe du faisceau de 25 cm x 25 cm².

Chaque plan de fil est constitué de 128 fils espacés de 2 mm. Ces chambres permettent de mesurer la position et le centrage du faisceau et de vérifier si les particules entrent perpendiculairement aux plans des plaques du calorimètre. Elles sont espacées de 19 cm et elles servent à contrôler la géométrie du faisceau et au déclenchement de l'appareillage.

d) Les cedars

Les cedars (pour Cerenkov Differential counter with Achromatic Ring focus) sont des compteurs Cerenkovs qui permettent d'identifier les particules suivant leurs masses. La sélection des particules est obtenue en faisant varier la pression du gaz du compteur (Hélium) pour un type de particule déterminé à une énergie déterminée inférieure à 80 GeV. La lumière Cerenkov émise selon un cône orienté vers l'avant par une particule pénétrant le compteur est détectée par huit photomultiplicateurs disposés en anneau autour de l'axe du faisceau. Six de ces photomultiplicateurs peuvent être mis en coincidence définissant ainsi une condition de déclenchement (Le déclenchement est évoqué dans le paragraphe suivant) par Cedar. La demande de coincidences entre sept ou bien entre l'ensemble des huit photomultiplicateurs d'un Cedar peut être effectuée dans l'analyse ultérieure des données enregistrées sur bandes.

6 - Le déclenchement de l'appareillage

Le déclenchement pour l'acquisition des données poursuit essentiellement deux buts:

- identifier les particules du faisceau qui engendrent le déclenchement
- assurer qu'une seule particule entre dans le calorimètre pour un événement déclenché.

un événement déclenché est une particule qui entre dans le calorimètre dont on enregistre son effet dans celui-ci.

Très à l'avant dans la ligne du faisceau on dispose de deux compteurs Cerenkov - CEDAR -. On dispose de deux triggers séparés pour les électrons et/ou les pions.

Des huit signaux individuels délivrés par chaque compteur on demande que six d'entre eux soient en coïncidence avec les impulsions données par les compteurs B1 et B2 pour déclencher l'événement.

Les particules du faisceau sont donc définies par les deux compteurs B1 et B2, les deux cedars et les chambres à fils.

Pour des énergies supérieures à 100 GeV/c les électrons et les pions sont sélectionnés non plus par le Cerenkov mais par le rayonnement synchrotron (voir partie VII concernant le faisceau).

Les muons sont sélectionnés par le panneau de compteurs M2.

Les mesures de pédestaux et de calibration sont déclenchées de manière aléatoire pendant un temps devant lequel aucune particule ne traverse le calorimètre.

Pour éviter que plus d'une particule entre dans le calorimètre pendant le temps nécessaire à la collection des charges d'ionisation dans l'espace d'argon liquide des calorimètres, un événement n'est accepté que s'il n'y a pas d'autres particules 10 μ s avant et 3 μ s après l'événement.

Le taux maximum d'acquisition de donnée est limité à 200 événements par burst à cause des limitations du système d'acquisition.

7 - L'acquisition des données.

Un processeur rapide, le CAB gère l'acquisition des données provenant des calorimètres et de tous les compteurs extérieurs au cryostat. Le schéma de l'acquisition des données est représenté sur la Figure 43, page 138.

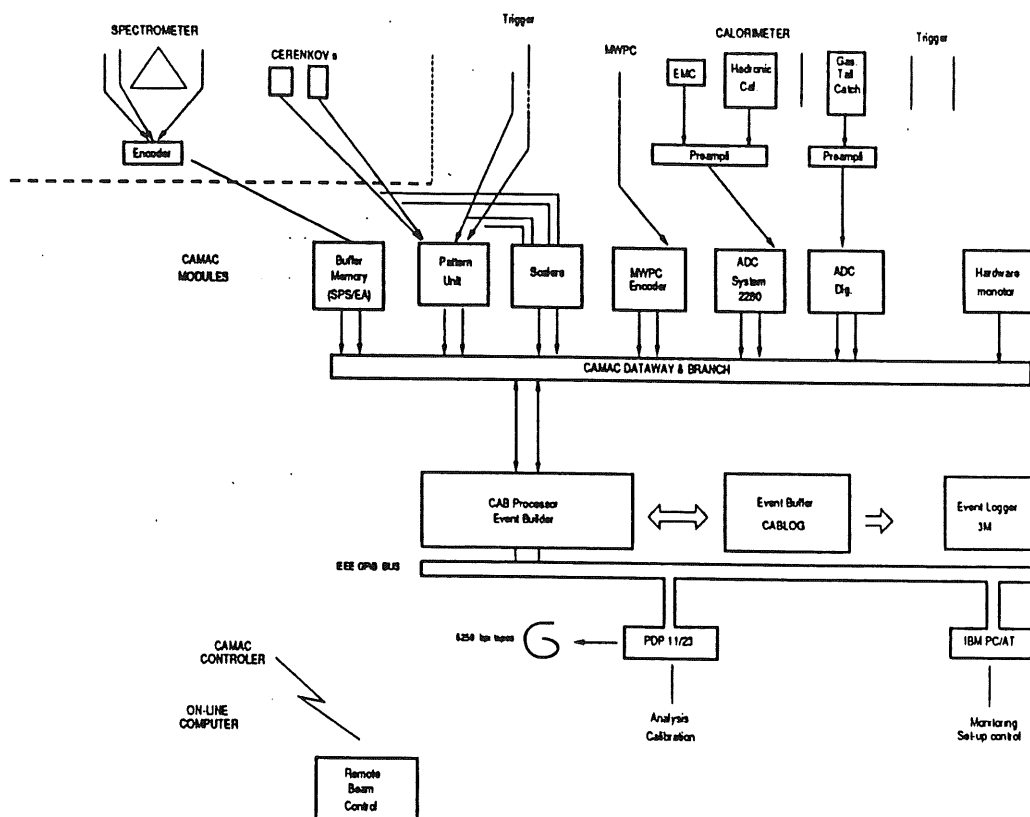


Figure 43. Le schéma de l'acquisition.

8 - Le faisceau.

Le faisceau utilisé est fourni par le SPS du CERN ; c'est le faisceau H6 du hall nord qui fournit des faisceaux d'électrons, de pions, de muons, de kaons et de protons de 5 à 250 GeV d'énergie.

Dans le plan vertical, l'optique du faisceau est représentée sur la Figure 44, page 139, B_3 , B_4 et B_5 représentent les aimants, C_3 et C_8 sont les collimateurs du faisceau H6.

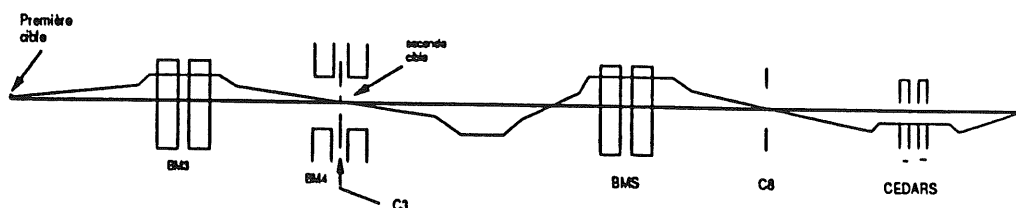


Figure 44. Optique du faisceau du Cern dans le plan vertical.

Le faisceau fonctionne selon deux modes différents:

a) Le mode secondaire pour des énergies de faisceaux supérieures à 100 GeV/c. Après la première cible les pions et les électrons produits sont séparés dans l'espace par radiation synchrotron. En effet, les particules accélérées émettent du rayonnement électromagnétique. Ces radiations sont particulièrement importantes pour des particules légères comme les électrons où les positrons évoluent selon une trajectoire circulaire dans le champ magnétique d'un aimant. Les différences de pertes d'énergie par radiation synchrotron dans un aimant permettent de séparer les particules légères comme les électrons des particules "lourdes" comme les pions. Pour les électrons du faisceau H6, les pertes d'énergie par radiation synchrotron se font essentiellement dans l'aimant B3, elles sont de l'ordre de 2 % à 120 GeV.

b) Le mode tertiaire pour des énergies de faisceaux inférieures à 100 GeV. Dans ce mode, on installe une seconde cible d'aluminium ou de polyéthylène juste derrière le collimateur C3.

Entre les deux cibles, on opère avec une énergie de faisceau la plus haute possible (150 - 250 GeV) et dans la seconde partie du faisceau après la deuxième cible, on ajuste les basses énergies > 100 GeV/c. Les deux compteurs Cerenkov à anneaux (CEDAR 1 et 2) servent à "étiqueter" les particules tertiaires ou plutôt à les sélectionner dans l'intervalle d'énergie 10 à 80 GeV.

VI- Les résultats

1 - Introduction

Ce chapitre est consacré à la présentation et à la discussion des résultats obtenus avec les données prises au CERN entre 1986 et 1987 lors des tests des quatre configurations de calorimètres décrits dans le chapitre précédent. Les calorimètres ont été utilisés comme cible fixe avec des faisceaux d'énergie connue, de muons, d'électrons et de pions. Quelques données ont été prises avec des faisceaux de Kaons et de protons.

L'énergie incidente des particules du faisceau H6 du CERN utilisé pour des tests se situe dans l'intervalle $5 \text{ GeV} < E < 250 \text{ GeV}$.

Dans le tableau () de l'appendice du chapitre, on indique pour chaque période de prise de données, la nature du faisceau, à savoir, l'énergie incidente des particules et le type de particule et le nombre d'événements enregistrés sur bande, un événement étant une particule qui a déclenché l'appareillage. L'analyse des données de 1986 et 1987 a pour objectif:

- l'étude de la résolution en énergie des électrons dans les deux calorimètres électromagnétiques pb/LAr avec pour souci d'obtenir une calibration de l'énergie de l'ordre de 1 %
- l'étude de la résolution en énergie des hadrons en l'occurrence celle des pions avec les calorimètres mixtes, pb/LAr et Cu/LAr d'une part et pb/LAr et Fe/LAr d'autre part. Ces calorimètres mixtes sont non compensateurs. L'étude de la résolution hadronique nous amènera au sujet central de ce chapitre, à savoir l'étude des techniques de pondérations de l'énergie qui doivent permettre d'améliorer la résolution en énergie hadronique et d'amener le rapport e/π à 1, tout ceci avec la même préoccupation d'obtenir une calibration de l'énergie de l'ordre de 1 %.
- enfin, l'étude de la séparation e/π dans un calorimètre à Argon liquide à bonne granularité, c'est à dire son pouvoir d'identifier un électron et de le distinguer d'un pion.

Le présent chapitre est divisé en cinq parties d'importance très inégale. La première partie présente les caractéristiques essentielles d'une voie calorimétrique, piedestaux et pentes, ainsi que les problèmes liés aux voies électroniques mortes. Une méthode très simple permet de trouver une voie électronique morte ou inefficace. Le problème de la contamination de l'argon liquide en oxygène sera discutée dans une brève seconde partie. Dans une troisième partie on abordera la question de la calibration de l'énergie et de la résolution en énergie pour les électrons. Les problèmes de diaphonie négative et positive y seront abordés et discutés ainsi que leur influence sur la résolution en énergie. Dans la quatrième partie on développera le point

central de ce chapitre à savoir l'étude de la résolution en énergie des hadrons avec toutes les techniques de pondérations de l'énergie. La cinquième et dernière partie de ce chapitre sera consacrée à l'étude de la séparation e/π dans l'argon liquide.

2 - L'électronique

a) Les piédestaux et le bruit électronique

En principe, quand aucune particule ne pénètre dans le calorimètre, aucune charge d'ionisation n'est produite dans l'argon liquide. Par conséquent, chaque ADC qui se trouve au bout de la chaîne électronique et qui correspond à une tour du calorimètre ne reçoit pas de signal de charge d'ionisation, c'est à dire qu'en principe l'ADC ne convertit pas de charge en numéro de canal. Dans cette situation sans charge d'ionisation, le numéro de canal adc correspondant n'est en fait pas égal à zéro. A une charge d'ionisation nulle correspond un certain nombre de canaux adc en général différent de zéro, c'est le piédestal de l'ADC qui détermine le zéro de l'ADC.

D'autre part, quand il n'y a pas de charge d'ionisation produite le "contenu" de l'ADC n'est en réalité pas complètement nul. Il contient la charge due au bruit d'une voie électronique d'une tour du calorimètre. Ce bruit électronique dépend de la capacité totale de la tour [chap. III.IV]. La charge due au bruit est elle aussi convertie par l'ADC en numéro de canal, le bruit électronique apparaît alors comme fluctuation du piédestal de l'ADC.

Sur la Figure 45, page 142, les piédestaux des calorimètres électromagnétique et hadronique de la version A sont représentés.

La valeur moyenne typique du piédestal des ADC des calorimètres est de 230-290 canaux adcs. Le bruit électronique typique est de 1 canal adc autour du piédestal dans la partie électromagnétique, de 3 canaux adc autour du piédestal dans la partie hadronique et de 1 à 2 canal adc autour du piédestal dans le Tail Catcher. La conversion des canaux adc en unité de charges (pC) puis en énergie (MeV) est faite dans la suite.

Pendant une période de prise de données, la stabilité des piédestaux est de l'ordre de 1 à 2 canal adc pour toutes les parties du calorimètre des différentes périodes, ce qui correspond à une stabilité de l'ordre de 1σ de la distribution d'un piédestal.

Quand une particule pénètre le calorimètre il faut soustraire le signal vu par les ADC s dans chaque tour du calorimètre de la valeur du piédestal:

$$\text{Signal (en n° de canal adc)} =$$

$$\text{Signal vu (en n° de canal adc)} - \text{Piédestal (en n° de canal adc)}$$

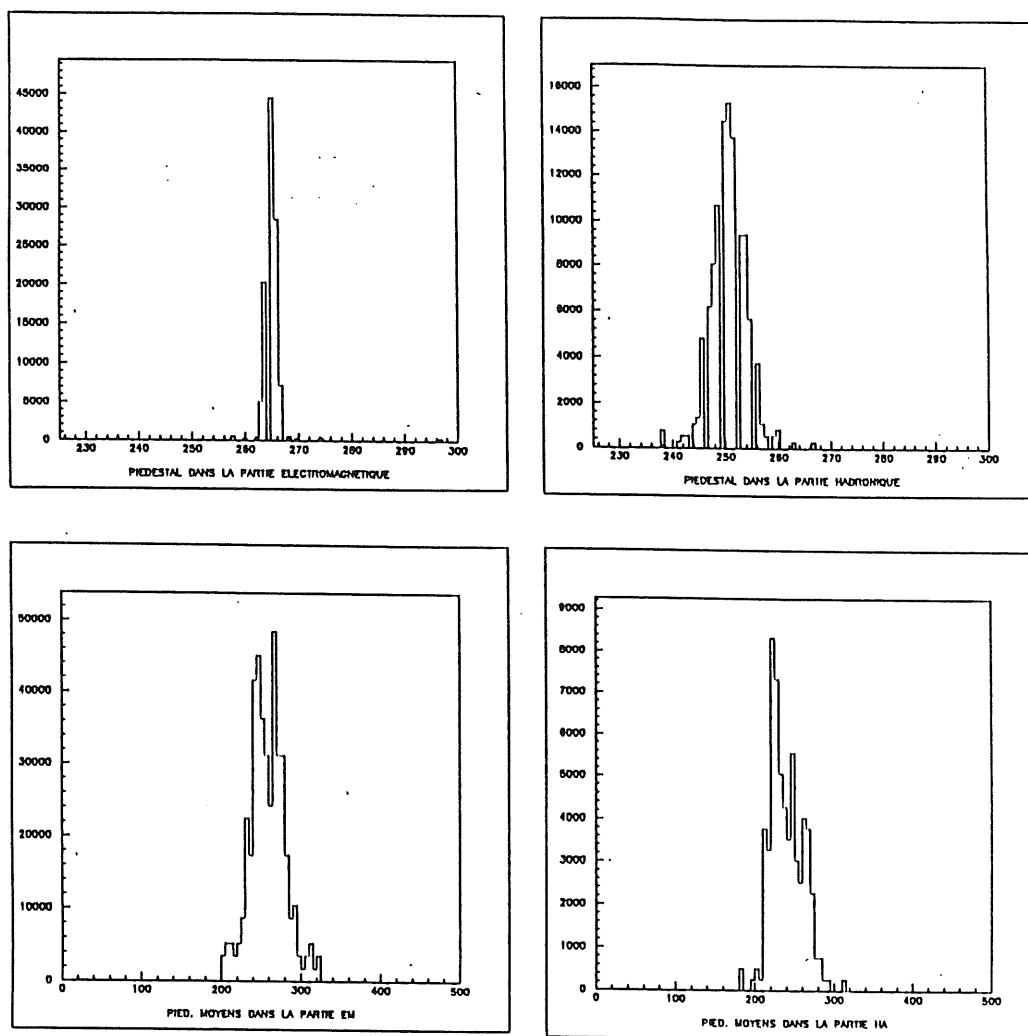


Figure 45. Piedestaux (en numero de canal ADC)

b) Les pentes

On sait depuis le chapitre IV que toutes les voies électroniques sont calibrées en envoyant une impulsion de tension à travers une capacité de 10 pF dans chaque préamplificateur. Ceci revient à envoyer une impulsion de charge connue dans chaque préamplificateur. Ensuite, en mesurant le contenu des adcs en numéros de canaux adcs, il est possible d'obtenir le facteur de conversion entre la charge envoyée et le numéro de canal adc pour une voie électronique. Ce sont les pentes de chaque voie électronique du calorimètre. Ces pentes sont en n° de canal adc par picocoulomb et les valeurs typiques de ces pentes sont de l'ordre de 350 canaux d'adc par picocoulomb. On obtient ainsi le signal soustrait du piédestal en unité de charge pour chaque tour du calorimètre:

$$\text{signal(en pC)} = \frac{[\text{Signal vu} - \text{Piédestal}] \text{ (en n}^\circ \text{ de canal adc)}}{\text{Pente (en n}^\circ \text{ de canal adc /pC)}}$$

La Figure 46 représente les pentes de voies électroniques des calorimètres des périodes A et B. La stabilité des pentes au cours d'une période de prise de données est de l'ordre de 0,5 %.

Le bruit électronique mesuré en numéro de canal adc d'après le paragraphe précédent prend pour valeurs typiques en unité de charge, 0,003 pc pour une voie de la partie électromagnétique, 0,009 pc pour une voie de la partie hadronique et 0,003 pc pour une voie du Tail Catcher Fe/LAr.

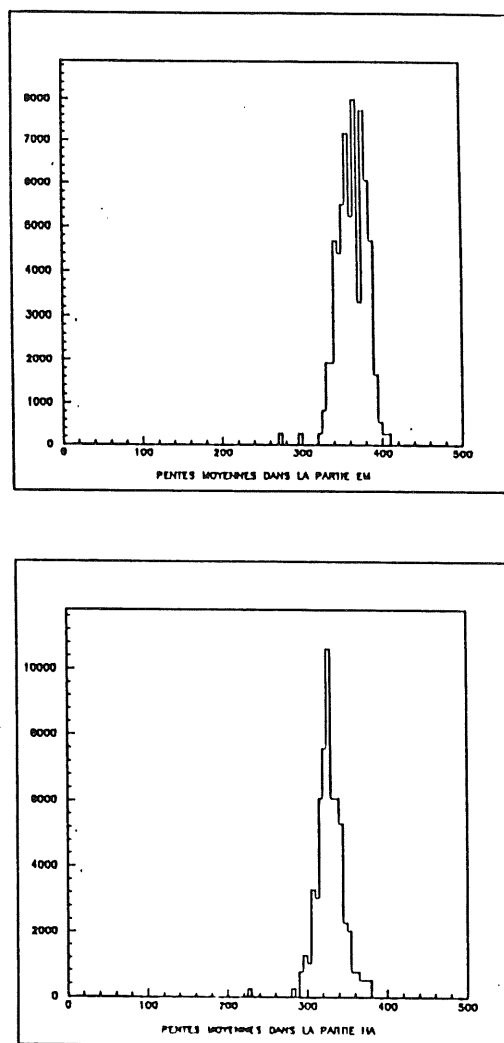


Figure 46. Les pentes moyennes (en numero de canal ADC/pc)

c) Les voies mortes

La présence d'une ou plusieurs voies électroniques mortes perturbe la mesure de la charge totale déposée dans chacun des calorimètres. Une voie morte est une voie qui peut être caractérisée par un signal nul ou quasi nul en présence de gerbe de particules ou encore par un signal trop grand lorsqu'il est comparé aux autres signaux individuels. Il est possible de repérer ces voies mortes

dans les données en comparant entre eux les signaux de chaque voie individuelle et ceci sans les confondre avec des voies efficaces. Il faut en effet éviter d'identifier comme morte une voie correspondant à un pad de la périphérie des calorimètres électromagnétiques qui donne un signal très petit ou quasi nul en présence de gerbes électromagnétiques, c'est à dire de comparer le signal d'un pad de la périphérie avec un signal d'un pad central. La méthode consiste à comparer:

-d'une part, tous les piédestaux et les sigmas des piédestaux de chaque voie entre elles pour déceler les voies anormales, ceci dans la situation où l'appareillage n'est pas déclenché par une particule du faisceau mais déclenché de manière aléatoire (run de piédestal).

-d'autre part, le nombre de signaux à plus de 3σ du piédestal de toutes les voies adjacentes lorsqu'elles sont disposées dans un arrangement particulier, ceci dans la situation où ce sont les particules du faisceau qui déclenchent l'appareillage.

Les pads non adjacents, par exemple pad de la périphérie et pad central, ne donnent pas obligatoirement de signaux comparables, il est donc difficile de les assimiler ou non à des voies électroniques mortes. Les pads adjacents sont susceptibles de donner des signaux comparables s'ils sont efficaces. Mais si l'un d'entre eux correspond à une voie morte, alors le signal qui en résulte doit se distinguer de celui de ses proches voisins. Le choix de l'arrangement des pads entre eux est donc dicté par la géométrie des pads des plaques de lectures. Dans les calorimètres électromagnétiques on choisit les quatre couronnes concentriques de 4, 12, 12 et 20 pads pour chaque segment. Le nombre de signaux à plus de 3σ du piédestal des pads de même couronne sont comparables, (on suppose que la gerbe possède une symétrie de révolution autour de la direction de la particule incidente), une voie morte ou "anormale" se distinguera donc de ses voisines. Dans les figures où est représenté le nombre de signaux à plus de 3σ du piédestal pour chaque couronne, une voie morte se signalera par la présence d'un "trou" (Figure 47, page 145).

Pour les calorimètres hadroniques, on ne considère que les rangées de 10 bandes de lectures de chaque demi plaque de lectures, soit 4 rangées par section de calorimètre hadronique. Une voie morte ou anormale se caractérisera aussi par la présence d'un "trou" (Figure 47, page 145).

le nombre de voies "mortes" dans chacun des calorimètres est petit. Pour le calorimètre électromagnétique de la version A et pour la première prise de données, aucune voie électronique correspondant à la partie centrale n'est identifiée comme morte et juste une voie correspondant à un pad de la périphérie de la dernière section longitudinale du calorimètre est identifiée comme inefficace. Pour la fin de la seconde période de prises de données, trois voies correspondant à trois pads centraux de la dernière section longitudinale sont identifiées comme inefficaces. Pour l'analyse des électrons on utilisera les données de la première période et du début de la seconde période. Pour le calorimètre électromagnétique version B, aucune voie n'est identifiée comme inefficace.

Pour le calorimètre hadronique version A moins de 1 % des voies sont identifiées comme inefficaces et pour le calorimètre de la version B, seule une voie donnant un signal trop grand ne sera pas prise en compte.

L'origine des ennuis sur une voie électronique est difficile à déterminer avec cette méthode car celle ci repose sur l'analyse du signal après son passage dans toute la chaîne depuis la cellule jusqu'à la sortie des ADCs. Le problème peut survenir sur une des composantes de cette chaîne, ennui mécanique sur la cellule (cours circuit) ou ennui avec un ADC par exemple, mais cette méthode de comparaison du signal ne permet pas de le déterminer.

De même cette méthode ne permet pas de déterminer le moment précis où est survenu l'ennui au cours de la prise de données. Cette méthode permet simplement de contrôler dans les données "finales" s'il y eu un problème sur une voie qui pourrait perturber l'analyse. Le résultat précédent de cette recherche de voies mortes montre que leur nombre reste extrêmement limité.

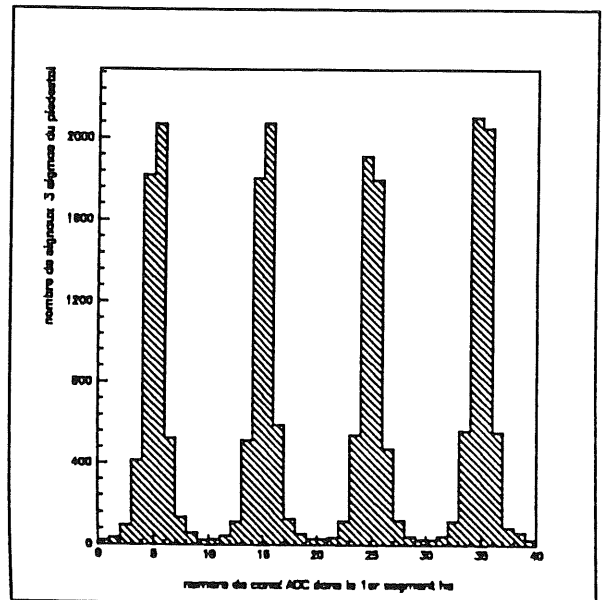
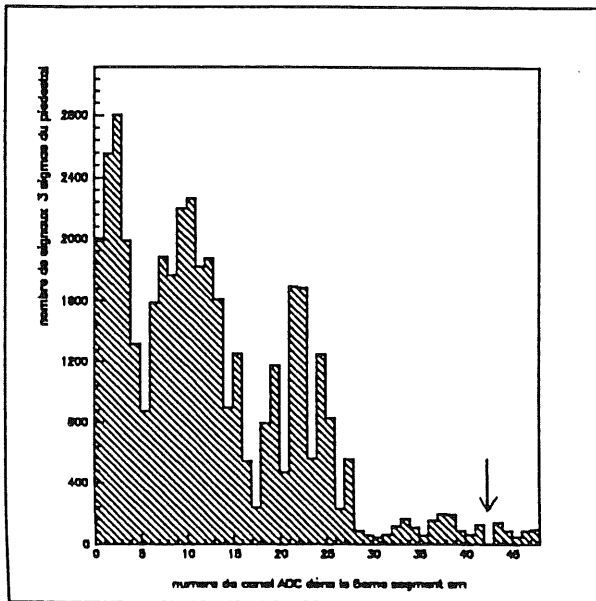


Figure 47. Identification d'une voie morte ou anormale. Numérotation des tours en spirale (sens trigonométrique) à partir des 4 petits pads centraux pour la partie électromagnétique. Numérotation de gauche à droite et de haut en bas pour les 2x10 bandes de lectures de l'orientation verticale et horizontale pour la partie hadronique.

Dans la suite, parmi toutes les sélections, seules les voies électroniques qui donnent un signal supérieur à 3σ du piédestal seront acceptées. C'est la suppression du bruit électronique.

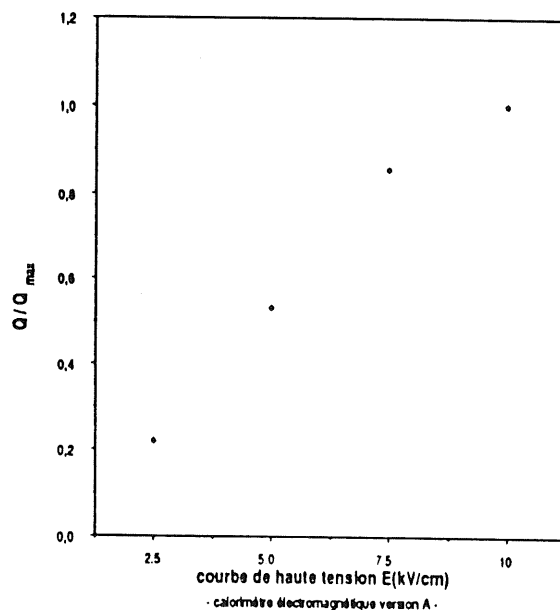
3 - La contamination en O_2

Au début de chaque prise de donnée, la haute tension est augmentée par étapes dans chacun des calorimètres jusqu'à leurs valeurs nominales. A chaque étape, des données électrons et pions à 30 GeV sont prises, ce qui permet de mesurer la charge totale dans chacun des calorimètres en fonction de la haute tension ou encore du champ électrique appliqué.

La charge mesurée n'augmente plus lorsque le champ électrique dépasse une certaine valeur comme on peut le voir sur les courbes de haute tension de la Figure 48, page 147. Ces corrélations entre Q/Q_{\max} [rapport de la charge mesurée à la charge maximale mesurée] et la haute tension permettent d'ajuster les formules de transport de l'électron dans l'argon liquide de Engler et al (ref. 49) et Miller et al (ref. 51) reproduite dans le chapitre III. Les valeurs de la contamination en O_2 de l'argon liquide sont extraites de ces ajustements et sont inscrites dans le tableau suivant:

période de prise de donnée septembre octobre 1986	~ 28 ppm
période de prise de donnée novembre 1986	~ 0,8 ppm
période de prise de donnée août 1987	~ 2 ppm

La valeur élevée de la contamination en oxygène (de l'ordre de 28 ppm) pour la première prise de donnée ne permet pas d'atteindre un plateau pour des valeurs raisonnables (10 kV/cm) du champ électrique dans les courbes de haute tension. Ce champ électrique électrique ne peut pas être augmenté indéfiniment à cause des risques de claquages dans l'espace d'Argon. On verra dans la suite que cette forte contamination n'affecte pas la résolution en énergie sur les électrons. Pour les autres périodes de prises de données, la contamination en oxygène est restée limitée et n'a pas empêché d'atteindre un plateau sur les valeurs de la charges recueillies.



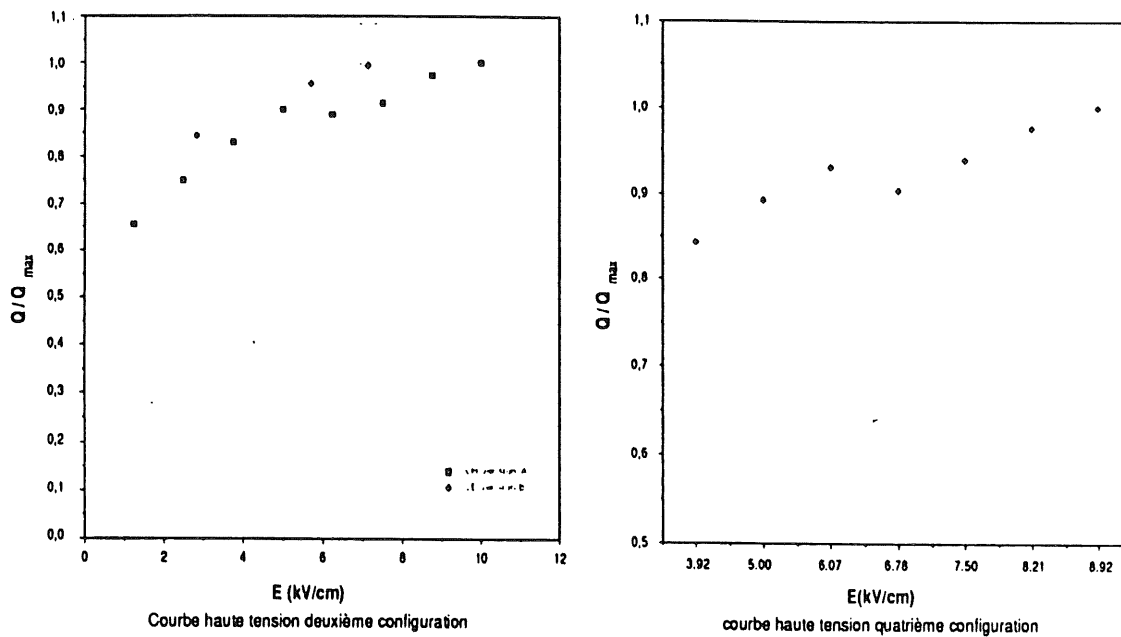


Figure 48. Les courbes hautes tensions.

4 - Les résultats pour les électrons incidents

A travers la première prise de données électrons, on cherche à apprendre plusieurs choses:

- les effets de la mécanique sur la calibration de l'énergie des électrons
- les effets de la forte contamination en oxygène sur la mesure de l'énergie des électrons
- les effets de la diaphonie négative sur la résolution en énergie

-enfin, connaître la résolution en énergie des électrons dans le calorimètre électromagnétique

L'étude de la résolution en énergie pour les électrons a été réalisée avec quatre énergies de faisceau pour le calorimètre électromagnétique version A - 30, 50, 80 et 117 GeV.

a) la sélection des électrons

Pour des énergies inférieures à 80 GeV, les particules du faisceau sont définies par les deux Cedars C_1 et C_2 situés sur la ligne de faisceau (chap 4). Ces compteurs sont inclus dans les conditions de déclenchement de l'appareillage pour des particules de moins de 80 GeV en demandant que six des huit photomultiplicateurs disposés en anneau dans chaque cedar soient en coïncidence. Pour l'énergie 117 GeV, les électrons sont définis par radiation synchrotron. D'autre part, les compteurs à scintillation B_1 et B_2 situés sur la ligne de faisceau permettent de signaler qu'une particule² pénètre le calorimètre. Ils sont eux aussi inclus dans les conditions générales de déclenchement. En dehors de ces conditions de déclenchement de l'appareillage, d'autres sélections ont été effectuées sur les données enregistrées sur bandes:

- sélections sur les chambres multifils
- veto des compteurs VM, M1 et M2

Décrivons plus en détail les sélections sur les chambres. Trois types de sélection ont été imposées à l'aide des chambres multifils:

sélection n° 1

On ne demande qu'un seul amas (cluster) de coups par plan de fils (quatre plans de fils pour quatre chambre à fil cf chap. IV) Cette sélection doit permettre de s'assurer qu'une seule particule a traversé la chambre à fils.

sélection n°2

En supposant que le fil le plus touché détermine de manière la plus probable la position du faisceau dans la chambre, on sélectionne une bande de 1 cm à 1,5 cm (les fils sont espacés de 2 mm) de fils touchés autour de la position la plus probable et on élimine les particules qui laissent des traces hors de cette bande. Cette sélection répétée pour les quatre plans de fils permet de ne considérer que les particules proches de l'axe du faisceau. La Figure 49, page 150 représente la distribution des fils touchés par un plan de fils avant et après la coupure.

sélection n° 3

On considère les deux plans de fils orientés selon une coordonnée X et les deux plans de fils orientés selon l'autre coordonnée, pour les deux chambres. On calcule la différence des coordonnées Δx des fils touchés les uns par rapport aux autres entre les deux chambres, de même pour l'autre orientation on calcule la différence des coordonnées Δy . Si les chambres sont bien alignées et si le faisceau les traverse toutes les deux de manière perpendiculaire, on doit avoir $\Delta x = \Delta y = 0$. Pour ce qui est de la coordonnée y, les chambres

sont bien alignées. On a par conséquent demandé que les traces soient telles que $\Delta y = 0$. Pour la coordonnée x les chambres étaient décalées de 3 mm. Sur Figure 49, page 150, on représente la distribution Δx . Cette distribution n'est pas piquée sur la valeur $\Delta x = 0$. On sélectionne par conséquent les deux valeurs de Δx les plus proches de zéro. Cette coupure permet de s'assurer du bon alignement des traces entre les deux chambres et de vérifier que la particule pénètre le calorimètre de manière perpendiculaire.

L'ensemble des sélections dans les chambres à fils permettent donc de s'assurer du positionnement des particules du faisceau avant qu'elles ne pénètrent dans le calorimètre électromagnétique. Ce sont des sélections purement géométriques.

Les vetos des compteurs VM permettent de rejeter les particules du halo du faisceau qui peuvent pénétrer dans le calorimètre. Enfin les vetos des compteurs M_1 et M_2 situés derrière le cryostat d'Argon liquide permettent de rejeter:

- des particules qui s'échappent du calorimètre comme les muons
- des queues des gerbes hadroniques des quelques hadrons pouvant contaminer le faisceau d'électrons.

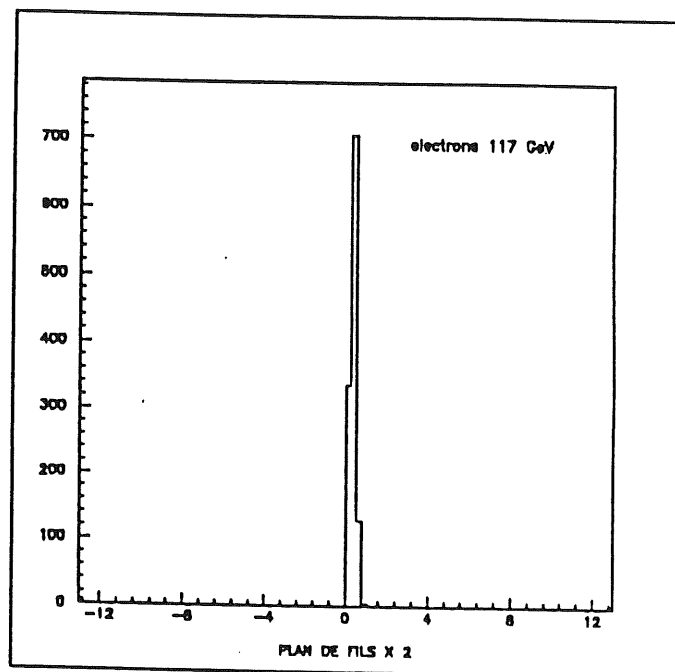
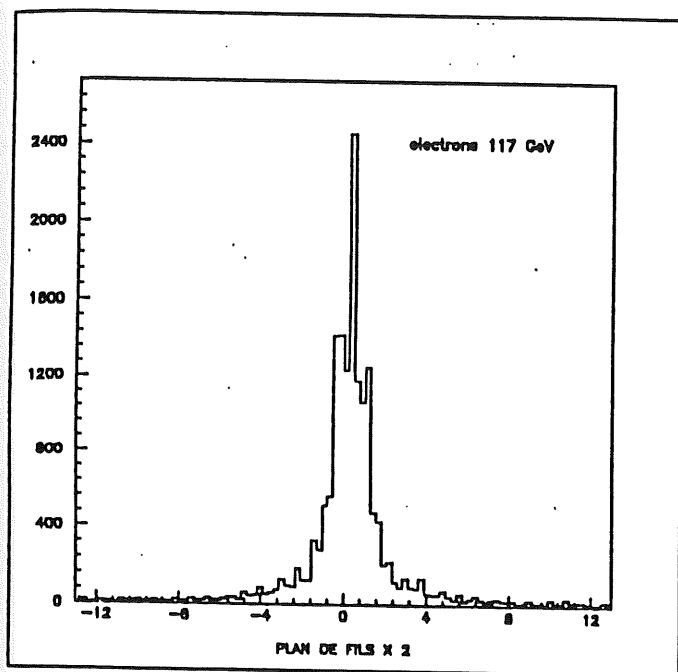


Figure 49. Sélections dans les chambres (en cm)

A 117 GeV, le faisceau d'électrons est contaminé par des hadrons. On observe de l'énergie dans les dernières sections du calorimètre hadronique. Pour rejeter ces particules, on impose des conditions sur la distribution de la charge dans les dernières sections du calorimètre hadronique en demandant qu'il n'y ait pas de charge déposée dans les trois dernières sections longitudinales du calorimètre. En pratique, les événements qui déposent plus de 1 à 2 % de la charge totale dans les trois dernières sections longitudinales sont rejetés. Ceci doit permettre d'éliminer les hadrons contaminant le faisceau d'électrons de 117 GeV. Cette sélection rejete encore 17 % des événements à 117 GeV. En moyenne, de l'ordre de 10 % des événements passent l'ensemble des sélections énumérées jusqu'ici pour toutes les énergies. Finalement, on ne prend en considération que les voies dont le signal est à plus 3σ du piédestal, ainsi les voies électroniques trop bruyantes sont éliminées. D'autre part, pour calculer la charge totale dans le calorimètre électromagnétique, on ne prend en considération que les seize tours centrales

du calorimètre, plus la couronne de vingt tours autour de cette partie centrale (Figure 36, page 125) La couronne externe n'est pas prise en compte dans l'estimation de la charge totale. Ceci se justifie par le fait que le rayon de molière dans le plomb est de $\sim 1,55$ cm. En conséquence, les dimensions latérales d'une gerbe électronique dans les calorimètres des versions A et B sont du même ordre de grandeur que les dimensions des petits pads de la région centrale des plaques de lecture. Les fuites latérales de l'énergie déposée par les électrons sont négligeables.

La Figure 50 représente la distribution de la charge totale mesurée pour des électrons de 117 GeV après toutes les sélections. La queue de distribution pour les petites charges est due au bremsstrahlung des électrons en amont du calorimètre sur la ligne du faisceau. On peut éliminer ces queues de distribution par une coupure sur la distribution totale (une dizaine d'événements sont ainsi éliminés) afin de réaliser des ajustements gaussiens sur les distributions de charges. La valeur moyenne de l'ajustement gaussien donne la charge moyenne mesurée pour les électrons à une énergie incidente donnée.

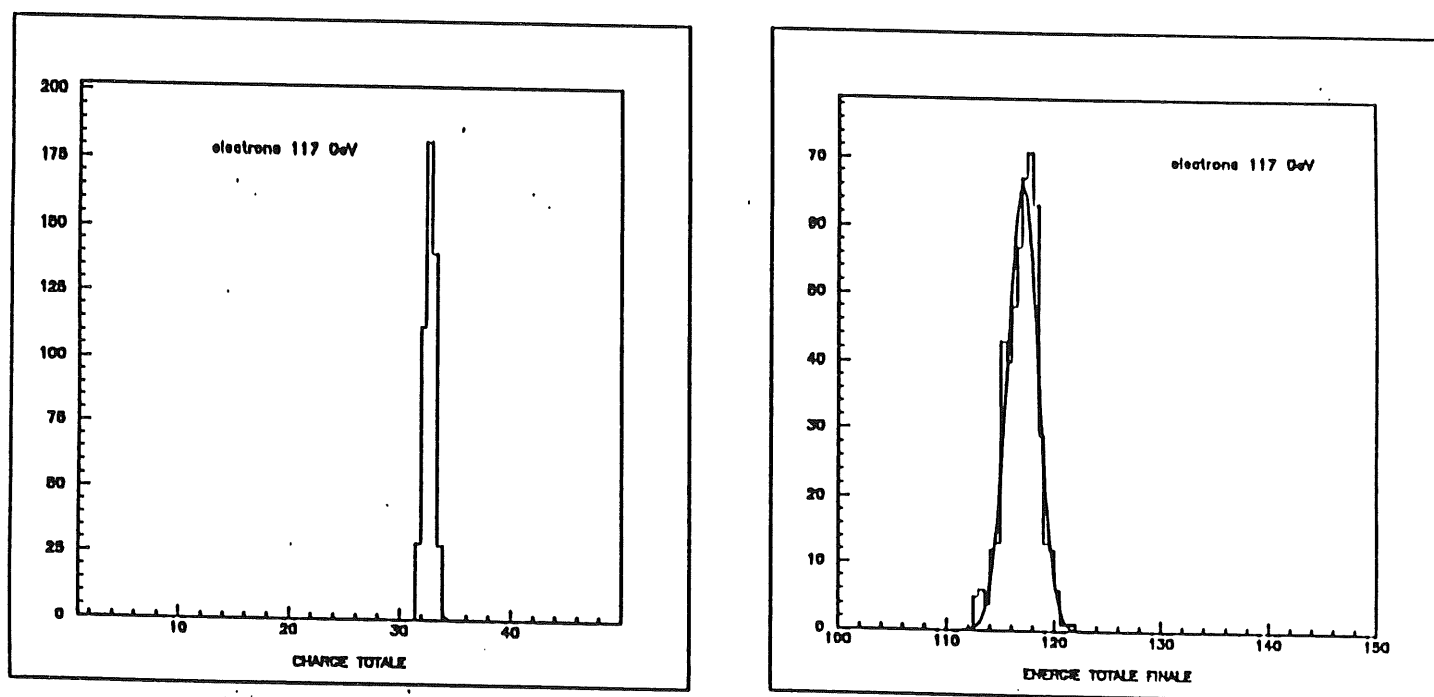


Figure 50. Charge (pC) et énergie (GeV) totale pour des électrons de 117 GeV

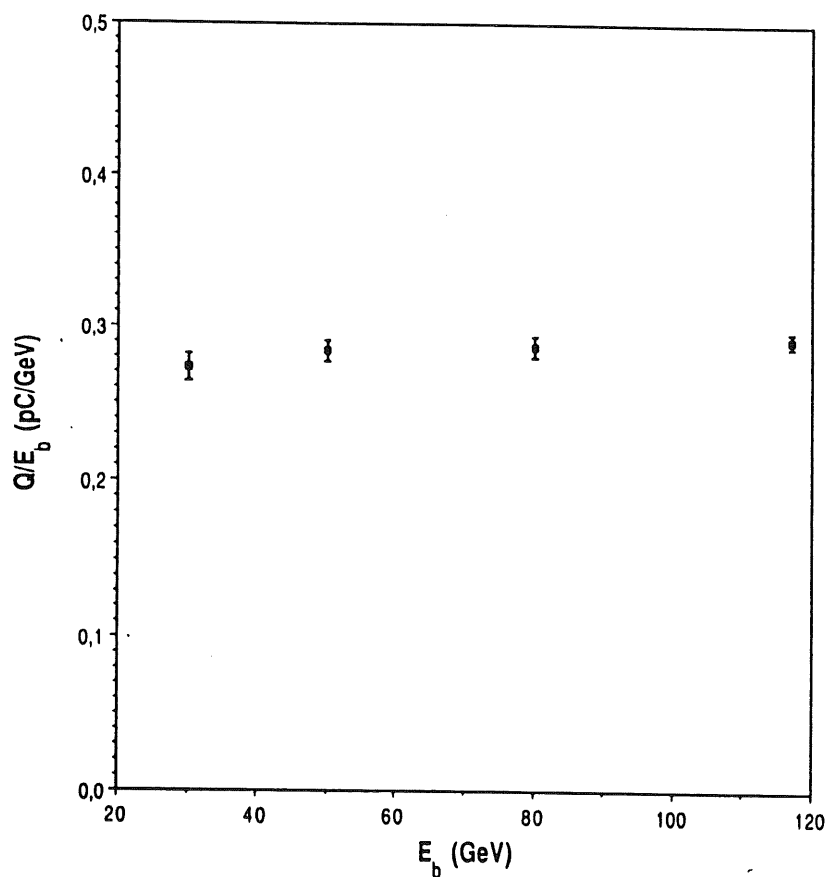
b) La linéarité du signal dû aux électrons

La charge moyenne mesurée croît linéairement avec l'énergie incidente des électrons. Cette linéarité de la réponse du calorimètre électromagnétique aux électrons est représentée sur la Figure 51.

La pente moyenne, défini comme le rapport moyen des charges moyennes mesurées à l'énergie incidente correspondante E_b , pour des électrons entre 30 et 117 GeV d'énergie incidente est:

$$Q/E_b = 0.2725 + 0.0071 \text{ pC/GeV}$$

Cette pente tient compte de la contamination en oxygène qui diminue la charge totale mesurée. La réponse du calorimètre aux électrons est linéaire sur tout l'intervalle 30 - 117 GeV. La déviation maximum totale est de l'ordre de 2 %.



Pentes du signal dû aux électrons

Figure 51. Pentes du signal dû aux électrons

La Figure 52, page 153 représente le profil longitudinal de la gerbe électromagnétique pour des électrons de 50 GeV dans le calorimètre version A. Ce profil est détérioré par la présence de l'ordre de $1 X_0$ de matériel mort avant le calorimètre électromagnétique (chap 4).

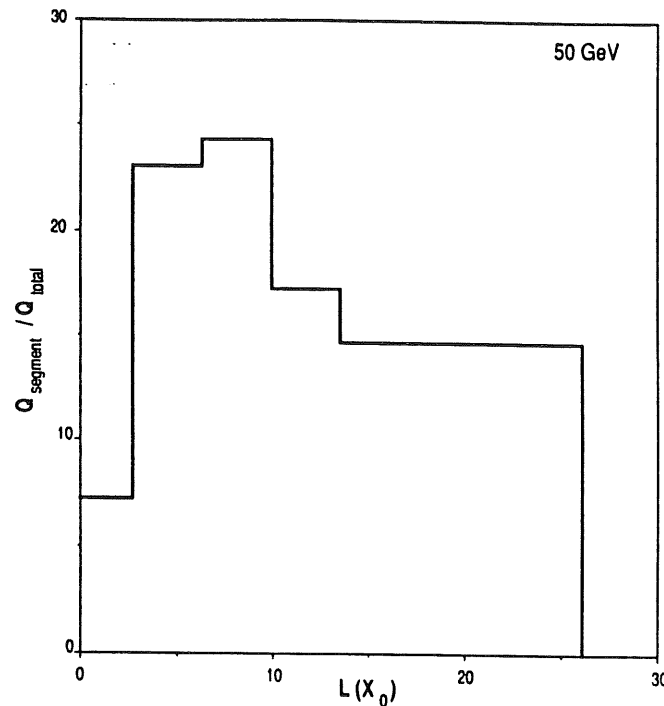


Figure 52. Profil longitudinal pour des électrons de 50 GeV.

c) La résolution en énergie des électrons

Pour calculer la résolution en énergie des électrons, il faut connaître l'énergie déposée par chaque électron à une énergie incidente donnée. Il faut par conséquent pouvoir relier l'énergie déposée par chaque électron à la charge mesurée. De plus on cherche à s'affranchir du mieux possible des problèmes dus à la mécanique, comme par exemple la non uniformité de l'espace d'argon entre deux plaques d'absorbeur qui affecte la fraction de sampling du calorimètre, puis la calibration absolue de l'énergie. L'utilisation d'une procédure d'intercalibration de la charge mesurée dans chaque segment longitudinal du calorimètre permet de tenir compte, au moins en moyenne pour chacun d'entre eux, de ces effets mécaniques. La qualité de l'uniformité de la mécanique se reflètera alors sur l'uniformité des valeurs des coefficients d'intercalibration. L'idéal serait de réaliser une intercalibration entre toutes les tours du calorimètre à condition d'avoir un signal suffisamment élevé dans chacune d'entre elles. L'inconvénient d'une telle intercalibration réside dans la multiplication d'un très (trop) grand nombre de coefficients d'intercalibration, situation qui devient compliquée pour un calorimètre à bonne granularité.

L'intercalibration et le calcul des coefficients d'intercalibration font appel à une procédure de minimisation de la résolution en énergie avec la contrainte que l'énergie moyenne calculée doit être égale à l'énergie incidente du faisceau.

En appelant Q_i^k la charge mesurée dans le segment i du calorimètre électromagnétique (qui en compte 5 dans la version A) pour le k -ième événement, c'est à dire pour le k -ième électron qui pénètre le calorimètre] La charge totale moyenne dans le segment i s'écrit:

$$S_i = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N Q_i^k$$

L'énergie de la gerbe électromagnétique (en GeV) est alors égale à la somme des charges mesurées dans chaque segment individuel du calorimètre multipliée par des coefficients d'intercalibration a_i ($i = 1, \dots, 5$):

$$E [\text{GeV}] = \sum_{i=1}^5 a_i S_i$$

Les coefficients a_i (en GeV/pc) permettent de passer de la charge en pc à l'énergie en GeV. C'est un moyen de reconstruire l'énergie incidente des électrons à l'aide de l'information obtenue dans chaque segment du calorimètre. Les coefficients a_i d'intercalibration sont calculés en minimisant la variance de l'énergie $\text{Var}(E)$ qui s'exprime:

$$\text{Var}(E) = \sum_i a_i^2 \text{Var}(S_i) + \sum_{i \neq j} a_i a_j S_{ij}$$

où S_{ij} est la matrice de covariance qui s'écrit:

$$S_{ij} = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N Q_i^k Q_j^k - S_i S_j \quad (i = 1, \dots, 5 \quad j = 1, \dots, 5)$$

La variance de la charge totale moyenne d'un segment S_i s'écrit:

$$\text{var}(S_i) = S_{ii} \quad (i = 1, \dots, 5)$$

La minimisation de la variance par rapport aux coefficients d'intercalibration a_i consiste à poser alors:

$$\frac{\partial \text{Var}}{\partial a_i}(E) = 0 \quad (i = 1, \dots, 5)$$

on introduit de plus la contrainte qui demande que l'énergie moyenne reconstruite doit être égale à l'énergie incidente c'est à dire l'énergie du faisceau:

$$\langle E \rangle = E_D$$

On obtient alors un système de 5 équations algébriques linéaire du premier ordre avec les coefficients d'intercalibrations a_i ($i = 1, \dots, 5$). Ces calculs sont effectués pour les quatre énergies étudiées ce qui permet d'obtenir 4 jeux de 5 coefficients d'intercalibration. On donne dans le tableau suivant la valeur de ces coefficients d'intercalibration (en GeV/pc):

	30 GeV	50 GeV	80 GeV	117 GeV
a_1 section 1	3.99	3.77	3.96	3.81
a_2 section 2	3.85	3.72	3.70	3.61
a_3 section 3	3.62	3.58	3.21	3.43
a_4 section 4	3.83	3.48	3.70	3.33
a_5 section 5	4.04	3.94	3.92	3.91

Les erreurs statistiques sur ces coefficients sont inférieures à 2 % de la valeurs des coefficients.

Les écarts maximum entre les cinq coefficients pour une même énergie sont de l'ordre de 10 à 20 %. Ces coefficients sont non seulement liés à la fraction de sampling mais ils dépendent aussi de l'énergie des particules de la gerbe. Par exemple les particules de la fin de la gerbe ne sont pas au minimum ionisant et l'énergie vue ne correspond pas forcément à l'énergie déposée. Par conséquent, les coefficients d'intercalibration entre les différents segments longitudinaux ne sont pas forcément égaux entre eux car ils subissent d'une part les effets mécaniques (non uniformité de l'espace d'argon jouant sur la fraction de sampling) et d'autre part les effets dus à la gerbe elle même (particule énergétique du début de la gerbe ne perd pas son énergie comme une particule molle de la fin de la gerbe).

Chaque coefficient reste stable avec l'énergie de 2 à 7 % près. Par conséquent, en première approximation, la prescription la plus simple sur ces coefficients d'intercalibration sera de les prendre constant avec l'énergie incidente. En fait ces coefficients dépendent aussi de l'énergie incidente.

Une fois les coefficients d'intercalibration calculés, on peut reconstruire l'énergie initiale à l'aide de la charge totale dans chaque section du calorimètre:

$$E \text{ (GeV)} = \sum_{i=1}^5 a_i S_i$$

Pour chaque énergie incidente on obtient une distribution de l'énergie reconstruite sur laquelle on ajuste une fonction gaussienne. La résolution en énergie des électrons est alors calculée en faisant le rapport de l'écart type à la valeur moyenne de cette fonction gaussienne. Dans le tableau on porte les valeurs de l'énergie reconstruite $\langle E \rangle$, de la résolution σ/E :

énergie incidente E_D (GeV)	résolutions	
	$\sigma / < E >$	(σ / \sqrt{E})
30	$0.01941 + 0.0012$	$10.63 + 0.65 \%$
50	$0.01637 + 0.0007$	$11.57 + 0.49 \%$
80	$0.01424 + 0.0005$	$12.73 + 0.44 \%$
117	$0.01208 + 0.0004$	$13.06 + 0.43 \%$

Les erreurs sont des erreurs statistiques seulement. L'énergie incidente est reconstruite à mieux de 1 %. La résolution en énergie σ/E de l'énergie E reconstruite à partir de la charge mesurée dans les seize pads centraux et la première couronne de 20 pads dépend de l'énergie. La Figure 53 représente la dépendance de la résolution σ/E en fonction de l'énergie.

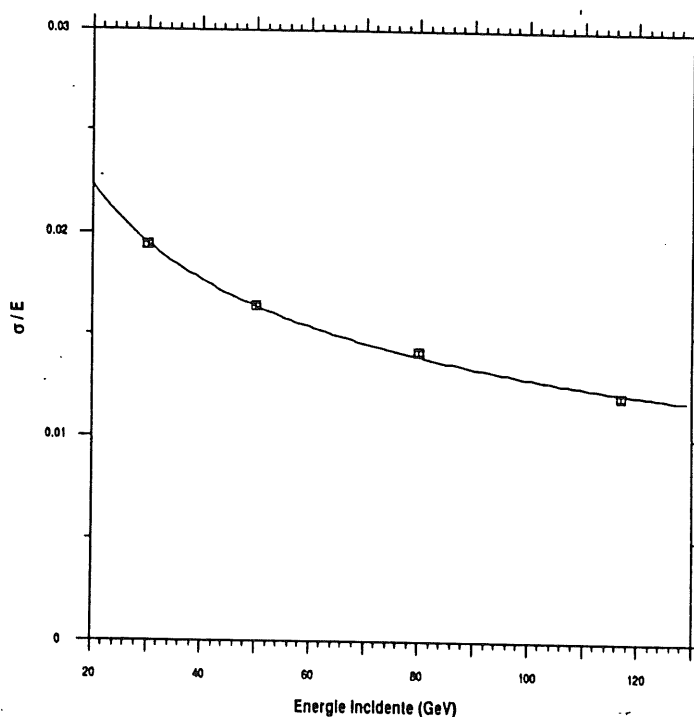


Figure 53. Résolution pour les électrons dans le calorimètre électromagnétique de la version A.

Cette dépendance peut être paramétrisée de la manière suivante:

$$\frac{\sigma}{E} = \sqrt{\frac{A^2}{E} + B^2}$$

A représente les fluctuations de sampling et B la contribution due aux erreurs d'intercalibration et de la résolution en moment du faisceau. Les paramètres

A et B sont déterminés par un ajustement de la dépendance en énergie de la résolution, on obtient:

$$\begin{array}{ll} A & 0.10031 \pm 0.146 \cdot 10^{-2} \\ B & 0.00809 \pm 0.222 \cdot 10^{-3} \end{array}$$

Sur la Figure 53, page 156, la ligne en trait plein représente cet ajustement. Si maintenant on prend en considération les voies dont le signal n'est plus nécessairement à plus de 3σ du piedestal c'est à dire si on ne tient pas compte de la suppression du bruit électronique, les résultats sur la résolution en énergie restent compatibles avec ceux obtenus avec suppression du bruit électronique.

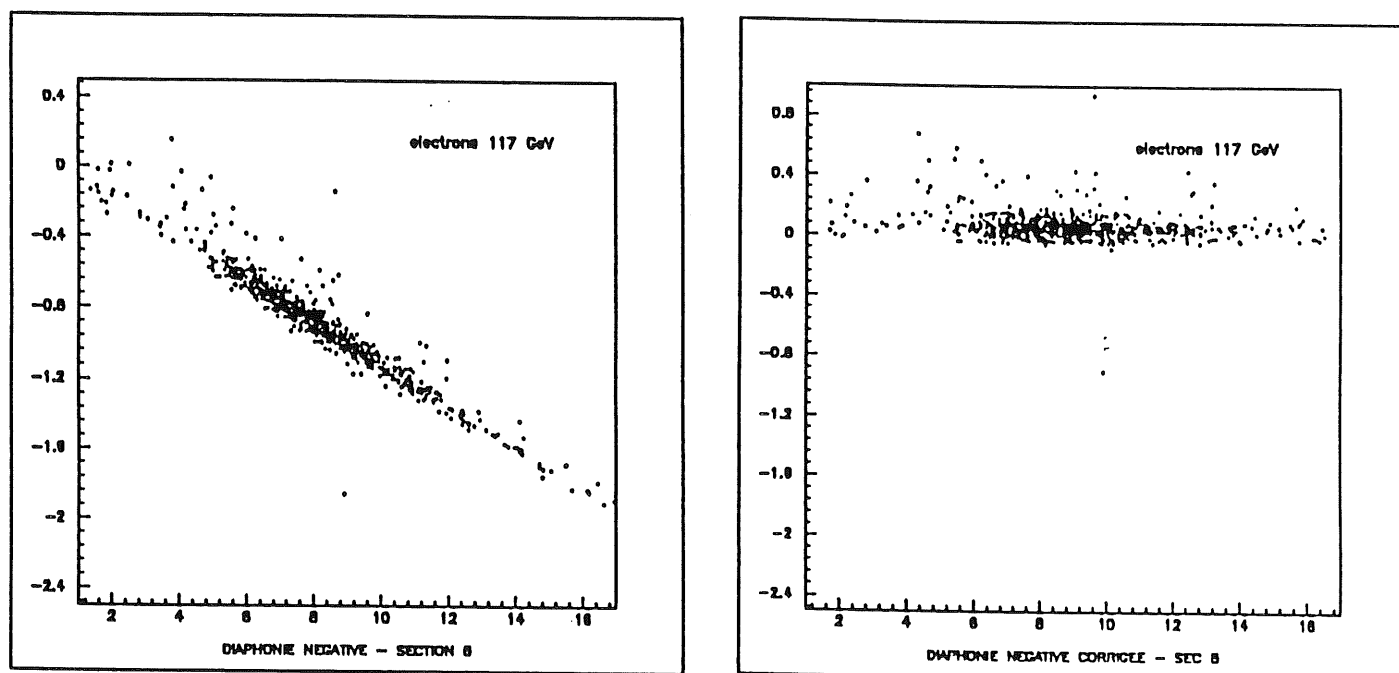


Figure 54. Diaphonie négative et correction de diaphonie (en pC) dans les vingt tours externes en fonction du signal (en pC) dans les vingt huit tours centrales de la cinquième section du calorimètre électromagnétique version A.

d) La diaphonie capacitive négative

i) Le phénomène de diaphonie négative

Considérons la charge totale mesurée avec les seize pads centraux plus les 12 pads de la première couronne, en somme la charge mesurée dans la partie centrale du calorimètre pour chaque section longitudinale du calorimètre. Pour chacune de ces sections, on recherche les corrélations entre la charge mesurée dans la couronne externe de pads de lecture et la charge mesurée dans cette partie centrale.

La Figure 54, page 157 représentent ces corrélations entre le signal central et le signal externe pour les cinq sections du calorimètre électromagnétique pour les électrons de 117 GeV. La corrélation linéaire de pente négative entre le signal central et le signal externe est nette.

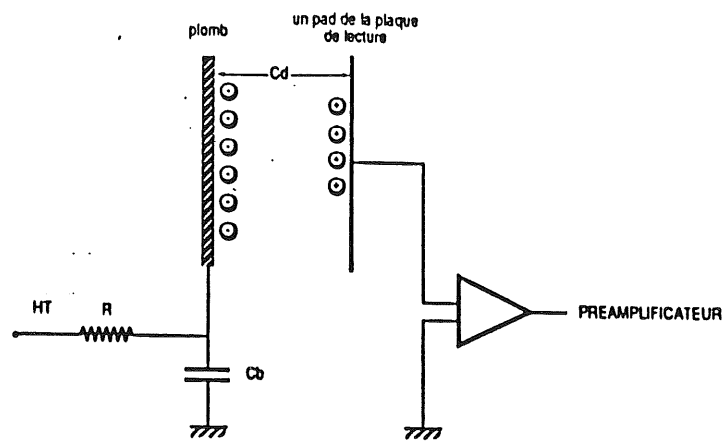
Bien que l'essentiel de la gerbe soit contenue dans la partie centrale où les charges d'ionisation sont importantes, il existe un signal négatif sur la partie externe. Celui ci augmente quand le signal de la partie centrale augmente. C'est le phénomène de diaphonie négative.

Ce phénomène de diaphonie est interprété comme un effet capacitif. Pour le comprendre il est possible de l'aborder à l'aide d'un modèle électrostatique simple. Considérons une cellule du calorimètre électromagnétique représentée de manière schématique sur la Figure 55, page 159. La haute tension est appliquée sur les plaques de plomb à travers une capacité de blocage C_b et une résistance R (chap 4). Les plaques de plomb sont portées à un potentiel positif. La capacité d'une cellule, c'est à dire la capacité entre un pad de lecture et la plaque de plomb est C_d , c'est la capacité du détecteur.

Lorsqu'une gerbe se développe dans le calorimètre, des charges d'ionisation sont créées dans la cellule, on obtient alors un générateur de charge qui engendre des charges à travers la capacité C_d . Ces charges arrivent dans un préamplificateur relié à la masse et à la plaque de lecture.

Le temps caractéristique RC_b (de l'ordre de 1 seconde) du système de haute tension est beaucoup plus grand que le temps de dérive des électrons d'ionisation dans l'espace d'argon (de l'ordre de 1 μs , temps très inférieur aussi au temps de dérive des ions Ar^+) et le temps de réponse des préamplificateurs (de l'ordre de 200 ns). Par conséquent après la dérive des électrons sur la plaque de plomb et après que le préamplificateur ait ramené le potentiel de la plaque de lecture à zéro, la plaque de plomb haute tension peut être considérée comme isolée pendant le temps restant c'est à dire avant que la haute tension n'apporte de nouvelles charges positives. Les charges négatives (les électrons) d'ionisation qui ont dérivé se répartissent sur la plaque de plomb. Il est alors possible de raisonner en terme d'électrostatique durant ce temps où la plaque de plomb est isolée.

Le générateur de charge délivre une charge totale Q sur la cellule supposée unique dans une première étape. Le schéma du circuit électrique équivalent d'une cellule du calorimètre est représenté sur la Figure 55, page 159.



Pour une cellule de CE version A

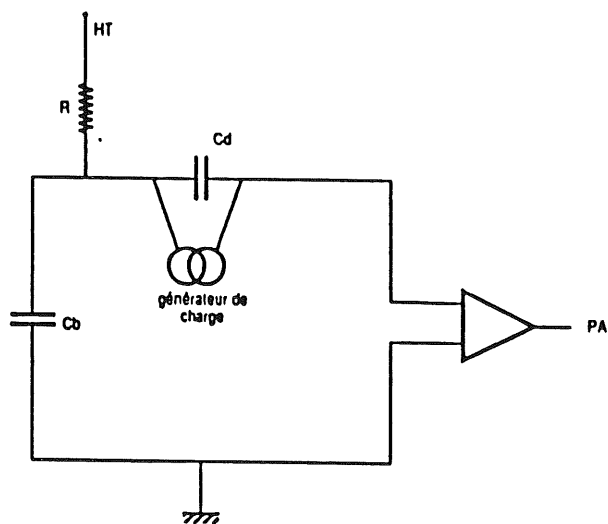
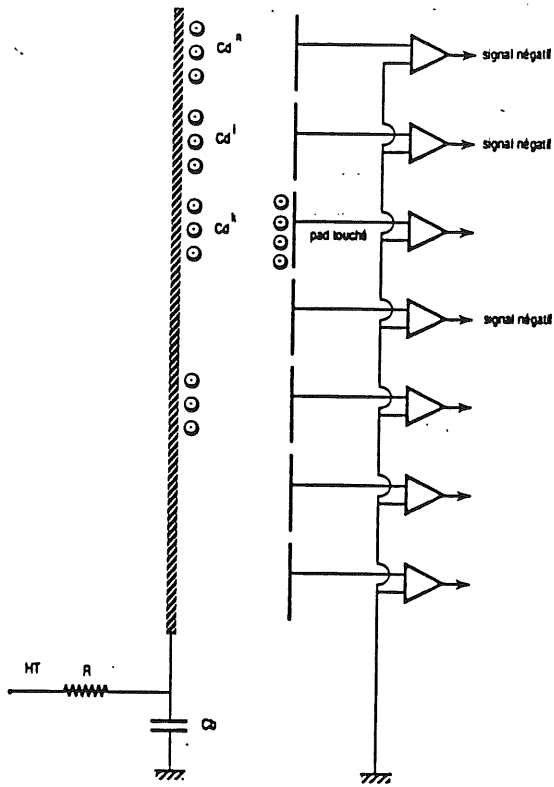


Schéma électrique équivalent

Figure 55. Schéma d'une cellule isolée et circuit électrique équivalent.



Pour plusieurs pads de CE version A

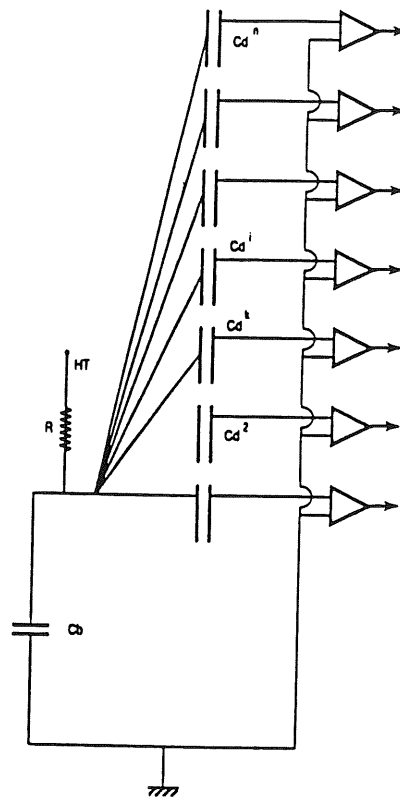


Schéma électrique équivalent

Figure 56. Schéma pour plusieurs cellules et circuit électrique équivalent.

Quand l'ionisation s'est produite dans une cellule seule, une fraction de la charge Q reste dans C_d c'est alors une charge perdue Q_d , l'autre fraction arrive dans C_b à travers le préamplificateur c'est alors la charge mesurée Q_b et on a $Q = Q_b + Q_d$.
Le potentiel V_c des deux capacités s'écrit:

$$V_c = \frac{Q_b}{C_b} = \frac{Q_d}{C_d}$$

On peut alors écrire:

$$Q = Q_b + Q_d = (C_b + C_d) V_c = (C_b + C_d) \frac{Q_d}{Q_b}$$

$$= (C_b + C_d) \frac{Q_b}{Q_b}$$

on obtient la charge perdue dans une cellule:

$$Q_d = \frac{C_d}{C_b + C_d} Q$$

et la charge mesurée pour une cellule:

$$Q_b = \frac{C_b}{C_b + C_d} Q$$

Donc pour une seule cellule, la charge mesurée n'est pas égale à la charge vraie:

$$Q_b \text{ (mesurée)} = Q \text{ (vraie)} - Q_d \text{ (perdue)}.$$

Maintenant dans le cas où il y a plusieurs cellules, quand une ionisation s'est produite sur une des cellules (cellule touchée k) et quand les électrons se sont répartis sur la plaque de plomb, chaque préamplificateur correspondant à une cellule i différente de k mesure une charge négative Q_d^i proportionnelle à la capacité C_d de la cellule alors que le préamplificateur correspondant à la cellule touchée k mesure une charge $Q^k - Q_d^k$ (ou encore $Q - Q_d$ puisqu'on a supposé que toute l'ionisation s'est faite dans la cellule k).

Si Q_d est la somme des Q_d^i sur toutes les cellules, alors cette charge qui était une charge perdue dans le cas d'une cellule unique est maintenant répartie sur les autres cellules non touchées proportionnellement à la capacité de chaque cellule.

ii) Expression de la charge mesurée

Pour estimer quantitativement ces charges mesurées, considérons N cellules identiques connectées en parallèle avec le schéma électrique équivalent de la Figure 56, page 160. On a:

$$Q = Q_b + \sum_{i=1}^N Q_d^i \quad Q_d^i \text{ charge } Q_d \text{ dans la } i^{\text{ème}} \text{ cellule ou } i^{\text{ème}} \text{ voie}$$

$$V_c = \frac{Q_b}{C_b} = \frac{Q_d^1}{C_d^1} = \dots = \frac{Q_d^N}{C_d^N}$$

En analogie avec le cas d'une seule cellule unique, on peut écrire:

$$\begin{aligned}
Q &= Q_b + \sum_{i=1}^N Q_d^i = \left[C_b + \sum_{i=1}^N C_d^i \right] v_c \\
&= \left[C_b + \sum_{i=1}^N C_d^i \right] \frac{Q_b}{C_b} \\
&= \left[C_b + \sum_{i=1}^N C_d^i \right] \frac{Q_d^i}{C_d^i}
\end{aligned}$$

on obtient alors:

$$Q_b = \frac{C_b}{C_b + \sum_{i=1}^N C_d^i} Q$$

$$Q_d^i = \frac{C_d^i}{C_b + \sum_{i=1}^N C_d^i} Q$$

Appelons maintenant Q^i la charge vraie dans la cellule i on a:

$$Q = \sum_{i=1}^N Q^i$$

Comme on l'a déjà souligné, la cellule touchée k mesure une charge $Q^k - Q_d^k$. La charge Q_d (perdue dans le cas d'une cellule unique) se répartie sur les autres cellules proportionnellement à la capacité C_d^i de chaque cellule i :

$$Q_d^i = Q_d \cdot \frac{C_d^i}{C_d} \quad \text{avec} \quad C_d = \sum_{i=1}^N C_d^i \quad \text{et} \quad Q_d = \sum_{i=1}^N Q_d^i$$

La charge mesurée dans la voie k en présence des autres cellules s'écrit donc:

$$\begin{aligned}
Q_{\text{mesurée}}^k &= Q^k - Q_d^k \\
&= Q^k - \frac{C_d^k}{C_d} Q_d \\
&= Q^k - \frac{C_d^k}{C_d} \cdot \frac{C_d}{C_b + C_d} Q
\end{aligned}$$

En soustrayant et ajoutant le terme:

$$Q^k \frac{C_d^k}{C_b + C_d}$$

On obtient:

$$Q_{\text{mesurée}}^k = \left[Q^k - \frac{C_d^k}{C_b + C_d} Q^k \right] - \left[\frac{C_d^k}{C_d} \cdot \frac{C_d}{C_b + C_d} Q - \frac{C_d^k}{C_b + C_d} Q^k \right]$$

et en notant $X^k = \frac{C_d^k}{C_b + C_d}$ et $X = \frac{C_d}{C_b + C_d}$ on peut écrire la charge mesurée dans la voie k:

$$Q_{\text{mesurée}}^k = \underbrace{\left[Q^k (1 - X^k) \right]}_{\text{contribution individuelle}} - \underbrace{\left[Q - Q^k \right]}_{\text{contribution des autres voies}} \cdot \frac{C_d^k}{C_d}$$

Cette contribution négative due aux autres voies constitue la diaphonie capacitive négative dans cette approche électrostatique. Dans la réalité, le développement de la gerbe n'est pas mesuré par une seule cellule mais par plusieurs cellules.

On peut estimer la charge totale pour M cellules parmi les N cellules au total, on remarquera que, si les $N C_d^i$ sont constants on a $C_d^i / C_d = 1/N$:

$$Q_{\text{mesurée}} = \sum_{i=1}^M Q_{\text{mesurée}}^i$$

Le terme $(Q - Q^i) \cdot X \cdot \frac{C_d^i}{C_d}$ sommé sur M cellules peut s'écrire $Q \cdot X \cdot f$

où f représente la fraction des pads utilisés pour mesurer la gerbe. On peut supposer que ces M pads suffisent à mesurer la gerbe et par

conséquent $Q = \sum_{i=1}^M Q^i$ et on peut écrire:

$$Q_{\text{mesurée}} = Q (1 - \overline{X_i}) - X \cdot Q \cdot f$$

$$\text{avec } f = \left[\frac{\sum_{i=1}^M \frac{C_d^i}{C_d}}{M} \right] - \frac{\overline{C_d^i}}{C_d}$$

$$\text{où } \overline{C_d^i} = \frac{1}{Q} \sum_{i=1}^M Q^i C_d^i$$

$$\text{et } \overline{X^i} = \frac{1}{Q} \sum_{i=1}^M X^i Q^i$$

on peut donner une expression approchée de f:

$$f \sim \left[\frac{\sum_{i=1}^M X^i}{M} \right] - \overline{X^i}$$

Ces expressions permettent d'effectuer des corrections de diaphonie négative.

iii) *Les corrections de la diaphonie négative*

Pour corriger la mesure de la charge de cet effet de diaphonie négative il faut ajouter un terme de correction à chaque charge mesurée dans chaque tour du calorimètre. On peut estimer ces termes de corrections à partir de l'expression de la charge mesurée pour une voie k en présence de toutes les autres. Le but est de retrouver pour chaque voie k la charge vraie en utilisant les seules informations dont on dispose, à savoir la charge mesurée dans chaque voie et la charge mesurée totale. A partir de l'expression de la charge totale mesurée on obtient:

$$Q = \frac{Q_{\text{mesurée}}}{1 - \overline{X_i} - X.f}$$

en faisant l'approximation $\overline{X_i} \sim \frac{1}{N} \ll 1$ on obtient:

$$Q = \frac{Q_{\text{mesurée}}}{1 - X.f}$$

en faisant de plus l'approximation $\frac{C_d^i}{C_d} \sim X^i$

on obtient la charge mesurée par une voie k en présence de toutes les autres en fonctions de la charge totale mesurée où l'indice m signifie "mesurée":

$$Q_m^k = Q^k (1 - X^k) - (Q_m - Q_m^k) \frac{X^k.X}{1 - X.f}$$

on en déduit l'expression de la charge corrigée pour la voie k :

$$\begin{aligned} Q_{\text{corrigée}}^k &= Q^k (1 - X^k) = Q_m^k + (Q_m - Q_m^k) \frac{X.X^k}{1 - X.f} \\ &\approx Q_m^k + (Q_m - Q_m^k) X.X_j \end{aligned}$$

Puisqu'on connaît la valeur des capacités de blocages de chaque section du calorimètre et les valeurs des capacités C_d^j de chacune des 560 voies du calorimètre (chapitre II) on peut corriger de la diaphonie négative chacune des voies en utilisant la charge mesurée de chaque voie et la charge mesurée totale.

La Figure 54, page 157 représente les corrections pour les électrons de 117 GeV. Il n'y a plus aucune corrélation entre les signaux externes et les signaux centraux. Cette bonne correction confirme l'interprétation faite sur le phénomène de diaphonie capacitive en terme de modèle électrostatique.

iv) *Les effets de corrections de diaphonie négative*

Les corrections de diaphonie négative ont été effectuées sur toutes les voies du calorimètre électromagnétique pour les quatre énergies. On travaille maintenant avec les charges corrigées et on ne considère à nouveau que la région des 28 pads centraux (16 + 12) pour chaque section du calorimètre.

La charge totale moyenne corrigée croît linéairement avec l'énergie incidente des électrons. Les corrections de diaphonie négative n'affectent pas la linéarité de la réponse du calorimètre. La pente moyenne trouvée est:

$$Q/E_D = 0.284 \pm 0.007$$

La valeur de la pente augmente en moyenne de 4 % par rapport à la valeur obtenue avec des charges non corrigées.

Pour l'étude de la résolution en énergie avec des charges corrigées de la diaphonie, on utilise la même procédure de calcul de coefficient d'intercalibration. On obtient les valeurs suivantes pour des électrons de 117 GeV:

117 GeV	13.26 % \pm 0.44 %
---------	----------------------

La résolution en énergie ne change pas après correction de diaphonie. Dans la suite de l'analyse, ces corrections de diaphonie négative ne seront pas effectuées. La diaphonie peut être limitée en augmentant la valeur de la capacité C_D . Dans la seconde version du calorimètre électromagnétique de test et dans la version finale du calorimètre de H1, cette capacité est directement intégrée à la cellule et le mouvement des charges est freiné par la peinture résistive.

5 - Les résultats pour les pions incidents

Cette partie du chapitre est consacré à l'étude de la mesure de l'énergie hadronique avec les préprototypes de calorimètre à Argon liquide. Les hadrons incidents utilisés sont les pions du faisceau H6 du Cern et l'étude de la résolution en énergie pour les pions a été réalisée avec les énergies de faisceau suivantes:

- quatre énergies 30, 50, 170 et 230 GeV pour le calorimètre de la deuxième configuration (chap IV) avec le calorimètre hadronique de la version A
- six énergies 15, 20, 30, 40, 50 et 80 GeV pour le calorimètre de la quatrième configuration avec le calorimètre hadronique de la version B

L'étude de méthodes de pondérations de l'énergie afin d'optimiser la mesure de l'énergie hadronique et l'étude de la calibration absolue de cette énergie ont été parmi les plus fortes motivations pour la mise en oeuvre de ces tests.

a) Le calorimètre hadronique version A

i) La sélection des pions

Les conditions de déclenchement de l'appareillage pour les pions incidents sont identiques à celles utilisées pour les électrons. Pour le calorimètre de la version A, la sélection des pions de 30 à 50 GeV comprend une sélection supplémentaire par rapport aux conditions de déclenchement sur l'un des deux Cedars. Celle ci consiste à demander un niveau de coïncidence plus élevé entre les photomultiplicateurs du Cedar C₁ (chap 4). La coïncidence de tous les huit photomultiplicateurs du Cedar C₁ est demandée. Elle revient à faire une sélection géométrique sur les pions qui doivent alors être en plus parfaitement alignés sur l'axe central du Cedar. Cette sélection supplémentaire n'est pas effectuée sur les deux Cedars car elle diminuerait la statistique des pions de manière trop importante.

Les sélections sur les chambres multifils, les compteurs VM et les compteurs M2 ont été effectuées pour les pions également. On remarquera que la sélection sur les compteurs M1 situés juste derrière le cryostat n'a pas été imposée. Ceci dans le but d'éviter de couper juste derrière le cryostat les queues de gerbes hadroniques qui s'échappent du calorimètre à argon liquide pour être mesurées par le tail catcher à gaz utilisé lors de cette période (chap 4). Les résultats obtenus avec le tail catcher à gaz ont été publiés dans les références (54). Dans cette étude, le tail catcher sera utilisé comme veto pour s'assurer que la gerbe hadronique soit entièrement contenue dans le calorimètre. Le veto sur le Tail catcher consiste à demander que le signal digital délivré par les bandes soit nul (chap 4). On rejette ainsi les queues de gerbes hadroniques énergiques qui ne sont pas contenues dans le calorimètre, c'est à dire les événements qui déposent plus de 2 GeV dans le Tail catcher. La gerbe hadronique est donc contenue dans 8.6λ où les 7.2λ premiers lambdas sont dans les calorimètres.

Le tableau suivant montre l'effet des sélections sur la statistique des pions.

	30 GeV	50 GeV	170 GeV	230 GeV
nombre d'événements	14175	36682	28853	35879
après les chambres	7100	19868	14863	23162
après VM	6555	17868	13922	21699
après M2	6412	17546	12871	20655
événements après sélection sur un des deux cedars	1735	3330	12871	20655
événements après sélection sur le Tail catcher	1554	2608	5317	9020

Comme pour les électrons, la suppression du bruit électronique a été appliquée. Elle consiste à ne prendre en compte que les voies électroniques dont le signal est à plus de 3σ du piédestal. Aucune correction de diaphonie n'a été effectuée. Pour le calorimètre électromagnétique de la version B durant la deuxième période de prise de données, on observe une diaphonie positive due à une mise à la masse insuffisante. Cette diaphonie n'affecte pas la résolution en énergie des pions dans l'ensemble du calorimètre. Les charges totales ont été calculées à partir de l'ensemble des 48 tours de chaque section du calorimètre électromagnétique et l'ensemble des 40 tours de chaque section du calorimètre hadronique. La Figure 57, page 168 montrent le profil longitudinal pour des gerbes hadroniques engendrées par des pions de 50 GeV dans le calorimètre de test.

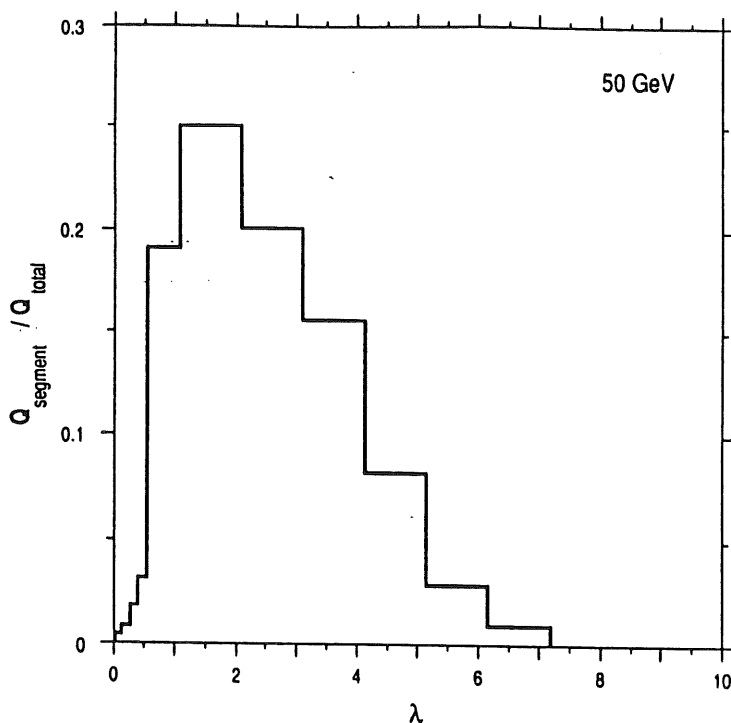


Figure 57. Profil longitudinal pour des pions de 50 GeV.

ii) La résolution brute en énergie

Pour chaque énergie de faisceau, l'énergie totale déposée pour un pion incident est reconstruit en écrivant:

$$E_r^h = C_E Q_E + C_H Q_H$$

Indice h pour énergie hadronique et r pour énergie reconstruite. Q_E et Q_H sont les charges totales mesurées respectivement dans la partie électromagnétique et dans la partie hadronique:

$$Q_E = \sum_{i=1}^{240} Q_i^E$$

Q_i^E est la charge mesurée dans la voie électronique i, indice correspondant aux voies électroniques dans la partie électromagnétique.

$$Q_H = \sum_{j=1}^{240} Q_j^H$$

Q_j^H est la charge mesurée dans la voie électronique j, indice correspondant aux voies électroniques dans la partie hadronique.

Les deux coefficients C_E et C_H de calibration sont déterminés pour chaque énergie de la manière suivante:

- on demande que l'énergie moyenne reconstruite soit égale à l'énergie incidente du faisceau:

$$\langle E_r^h \rangle = E_b$$

- on demande que la largeur de la contribution en énergie soit minimum.

Ces deux conditions reviennent à minimiser la quantité:

$$S = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N \left[E_b - (C_E \sum_i Q_i^E + C_H \sum_j Q_j^H) \right]^2$$

Où l'indice $k = 1, \dots, N$ correspond au nombre d'événements. La minimisation de cette quantité consiste à poser:

$$\frac{\partial S}{\partial C_E} = 0 \quad \text{et} \quad \frac{\partial S}{\partial C_H} = 0$$

on obtient:

$$\frac{1}{N} \sum_{k=1}^N \left[\left[- \sum_i Q_i^E \right] \left[E_b - (C_E \sum_i Q_i^E + C_H \sum_j Q_j^H) \right] \right] = 0$$

$$\frac{1}{N} \sum_{k=1}^N \left[\left[- \sum_i Q_i^H \right] \left[E_b - (C_E \sum_i Q_i^E + C_H \sum_j Q_j^H) \right] \right] = 0$$

Soit deux équations à deux inconnues C_E et C_H qu'on peut réécrire:

$$C_E \langle Q_E Q_E \rangle + C_H \langle Q_E Q_H \rangle = E_b \langle Q_E \rangle$$

$$C_E \langle Q_H Q_E \rangle + C_H \langle Q_H Q_H \rangle = E_b \langle Q_H \rangle$$

En posant:

$$\langle Q_E \rangle = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N Q_E$$

Le problème peut se mettre sous forme matricielle ce qui revient à inverser une matrice symétrique. Les coefficients C_E et C_H s'en déduisent facilement. La valeurs de ces coefficients, qui sont aussi des coefficients d'interca-

libration entre les deux calorimètres, dépendent en principe des fractions de sampling et du matériel absorbeur des calorimètres. C_E et C_H ainsi obtenus sont portés dans le tableau () de l'appendice. Ces coefficients permettent de reconstruire l'énergie incidente des pions du faisceau. La Figure 58, page 172 représente les distributions de l'énergie reconstruite pour les quatre énergies incidentes. La forme de chacune de ces distributions n'est pas exactement une forme gaussienne, il y a une asymétrie due à un excès dans les grandes charges. On ajuste tout de même une distribution gaussienne sur chacune des distributions d'énergie reconstruite et on en déduit la valeur moyenne de l'énergie reconstruite et la résolution en énergie, leurs valeurs sont portées dans le tableau suivant ($\langle E_r^h \rangle$ énergie reconstruite moyenne des pions):

	30 GeV	50 GeV	170 GeV	230 GeV
$\langle E_r^h \rangle$ énergie reconstruite (GeV)	30.16	49.79	169.45	229.04
résolution $\sigma/\langle E_r^h \rangle \cdot E_b^{1/2}$	66.27 %	71.77 %	96.33 %	93.72 %

Les énergies sont reconstruites à mieux de 1 %
La résolution en énergie $\sigma/\langle E_r^h \rangle$ décroît quand l'énergie incidente augmente, mais cette décroissance ne suit pas une loi en $1/\sqrt{E}$ (fig).

iii) Mesure du rapport e/pi

On peut estimer le rapport e/ π en comparant les énergies reconstruites moyennes des électrons et des pions de même énergie incidente. On mesure ainsi le rapport e/h du calorimètre et non pas le rapport e/h intrinsèque tel qu'il a été défini au chapitre 3. L'énergie reconstruite des électrons E_r^e est estimée à l'aide du coefficient C_E précédent. On écrira pour chaque énergie incidente:

$$E_r^e = E \text{ (des électrons)} = C_E \sum_{i=1}^{240} Q_i^E \text{ (des électrons)}$$

Indice e pour énergie des électrons. l'énergie moyenne des électrons $\langle E^e \rangle$ est déduite à partir d'un ajustement gaussien effectué sur les distributions de E^e . Le rapport e/ π est défini alors par:

$$e/\pi = \frac{\langle E_r^e \rangle}{\langle E_r^h \rangle}$$

Le tableau () contient les valeurs obtenues:

	20 GeV	50 GeV	170 GeV	230 GeV
rapport e/pi	1.23	1.31	1.11	1.12

Le calorimètre version A possède toutes les caractéristiques d'un calorimètre non compensateur (cf chap. III) à savoir:

- rapport $e/h > 1$: le calorimètre est surcompensateur
- mauvaises résolutions qui ne suivent pas une loi en $1/\sqrt{E}$.

Dans le paragraphe suivant, on expose les méthodes permettant d'optimiser la résolution en énergie et le rapport e/h .

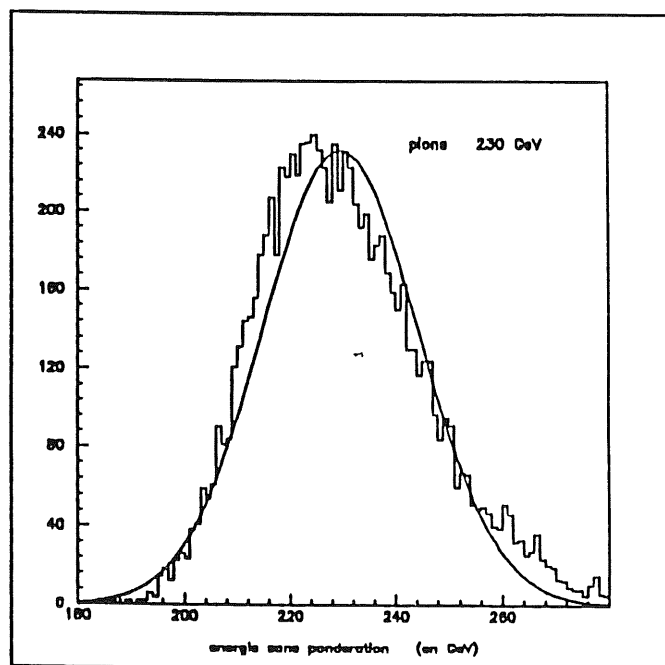
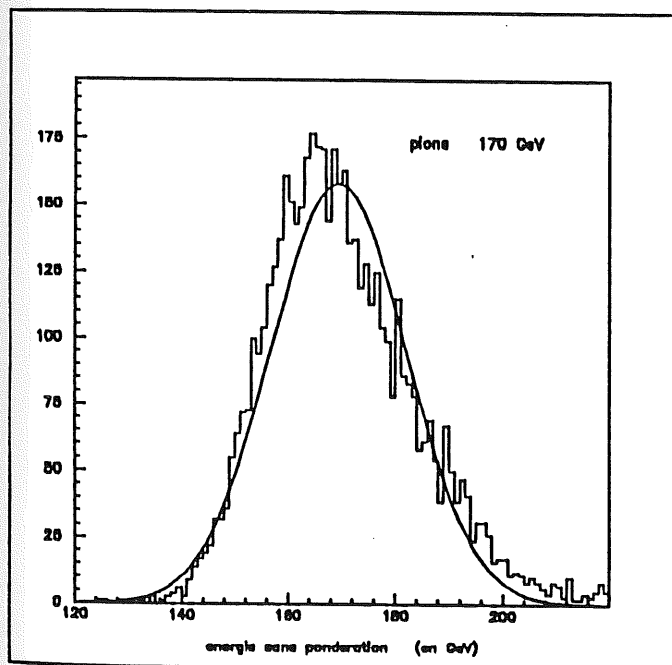
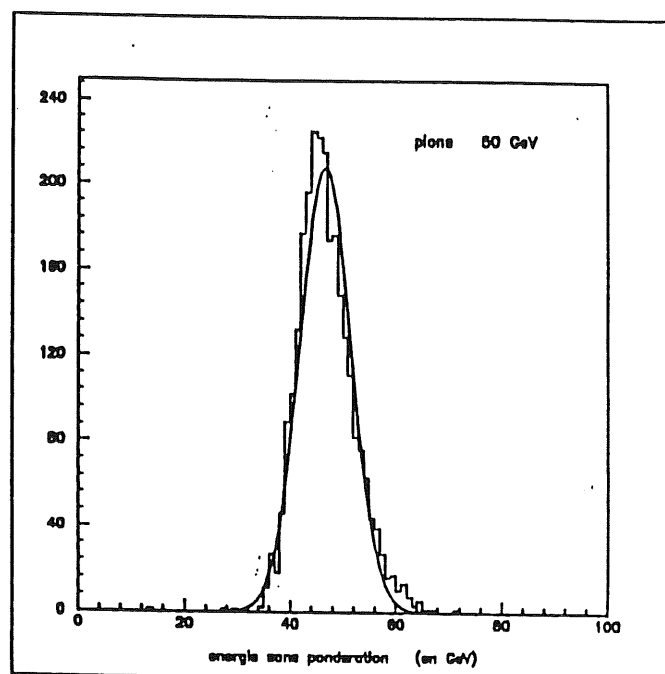
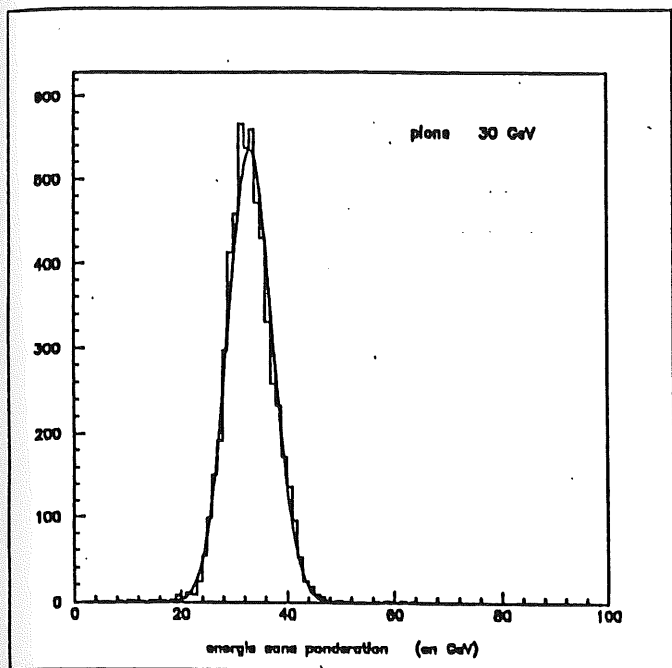


Figure 58. Les distributions d'énergies sans pondération dans le calorimètre hadronique de la première version

b) La pondération de l'énergie

i) position du problème

Le chapitre III a montré que le développement de la gerbe hadronique repose essentiellement sur les interactions nucléaires des hadrons incidents sur les noyaux du matériel absorbeur. Il faut tenir compte des fluctuations de l'énergie visible dans le calorimètre, celles ci ont plusieurs origines (chapitre 3 et Figure 59)

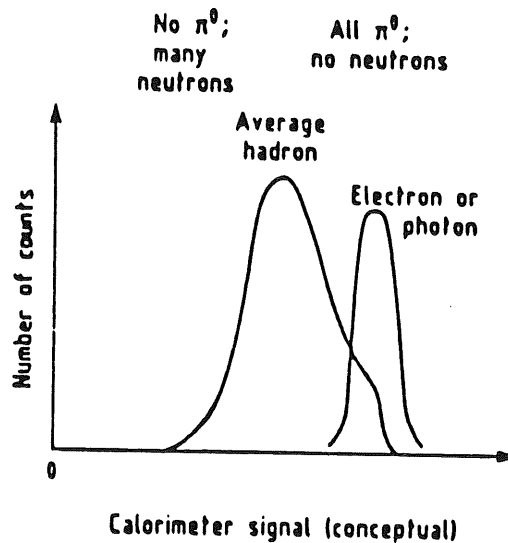
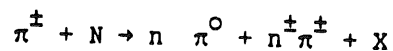


Figure 59. Composantes de la gerbe hadronique partie purement hadronique et électromagnétique. (de la référence 43)

-Pour la partie la plus énergétique de la gerbe hadronique, production de π^0 par échange de charge du hadron incident, en l'occurrence un pion sur les noyaux de l'absorbeur:



les π^0 se désintègrent en photons qui déposent leur énergie sous forme de gerbes électromagnétiques très localisées dans le calorimètre, c'est la composante électromagnétique de la gerbe hadronique (chap III), la gerbe électromagnétique est courte et donne un signal élevé. Cette composante est à l'origine du fait que le rapport e/pi ne soit pas égal à 1.

-énergie perdue sur le noyau. La composante $n^\pm \pi^\pm + X$ contient des hadrons chargés π^\pm , p contribuant au signal et des particules neutres, essentiellement des neutrons (chap 3) et des agrégats de nucléons. L'énergie perdue provient du fait que les neutrons ne sont pas détectés dans le calorimètre à Argon liquide et que l'énergie cinétique de recul des noyaux résiduels du matériel absorbeur est invisible à cause de leurs faibles parcours dans l'absorbeur

-énergie de liaison

-les fluctuations de sampling

Comme on l'a vu au chapitre III l'existence d'une composante électromagnétique dans la gerbe hadronique et la disparition d'une fraction de l'énergie de la composante purement hadronique entraînent que ces fluctuations détériorent:

-la résolution en énergie des hadrons qui ne suit pas une loi en $1/\sqrt{E}$ car les fluctuations de la composante électromagnétique ne sont pas gaussienne

-le rapport e/π est supérieur à 1

Le calorimètre est alors non compensateur. Ces effets et donc cette non compensation est confirmée par les résultats du paragraphe précédent. Pour améliorer la compensation du calorimètre on peut:

-agir sur la gerbe hadronique, c'est à dire, essayer de rendre mesurable l'énergie emportée par les neutrons

-agir sur la composante électromagnétique, c'est à dire, atténuer les effets dus à cette composante par des techniques de pondération de l'énergie mesurée

-jouer sur les fractions de sampling

S'il n'est pas possible d'agir sur l'indétectabilité des neutrons dans le calorimètre à Argon liquide (ajouter du méthane dans l'argon liquide pour disposer de proton libre, voir par exemple Hitlin à la Conférence de Munich ref.2, à cause d'effets de saturation, ref. 52 Anderson et al., n'est pas une solution suffisante) et s'il n'est plus possible de jouer sur la fraction de sampling, on doit alors agir sur les concentrations énergiques élevées dues à la composante électromagnétique conséquente aux γ de désintégration des π^0 de la gerbe hadronique.

Les distributions d'énergie reconstruite (Figure 58, page 172) montraient une asymétrie due à un excès dans les grandes charges. La Figure 60, page 175 montre l'énergie reconstruite totale des pions incidents en fonction de l'énergie maximum d'une seule voie électronique du calorimètre hadronique.

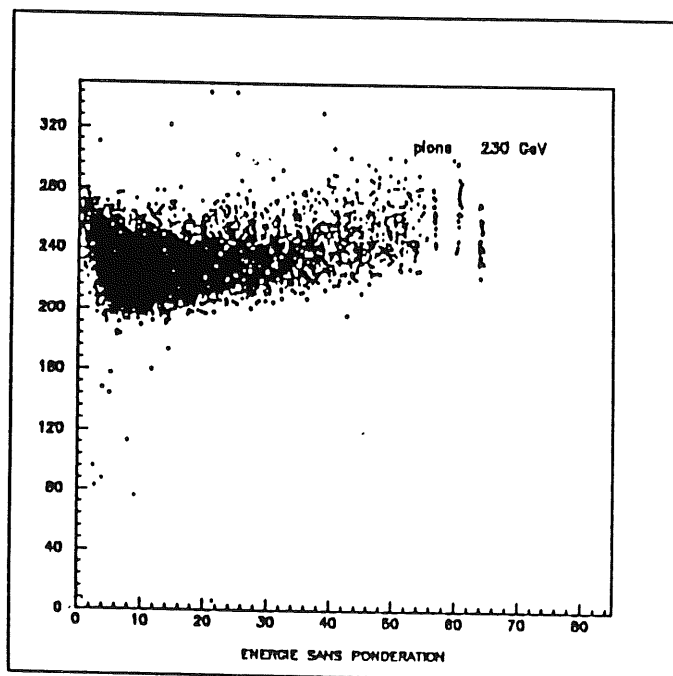
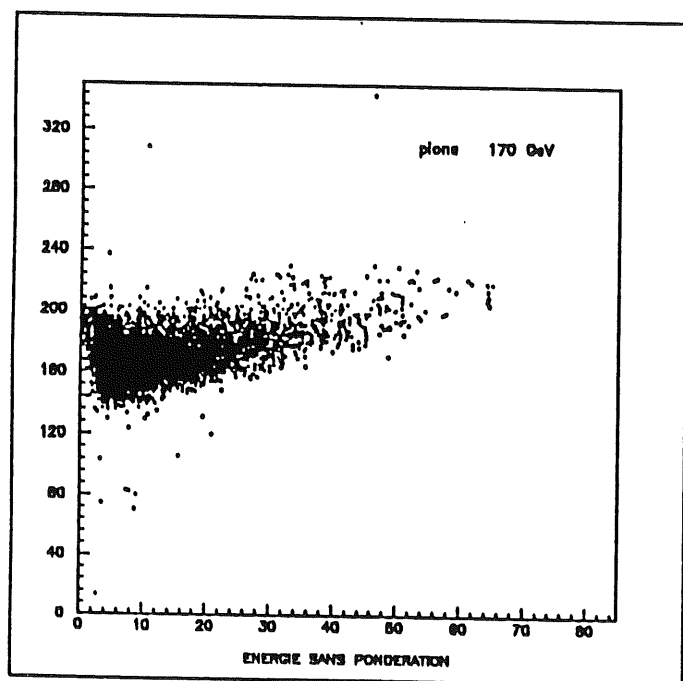
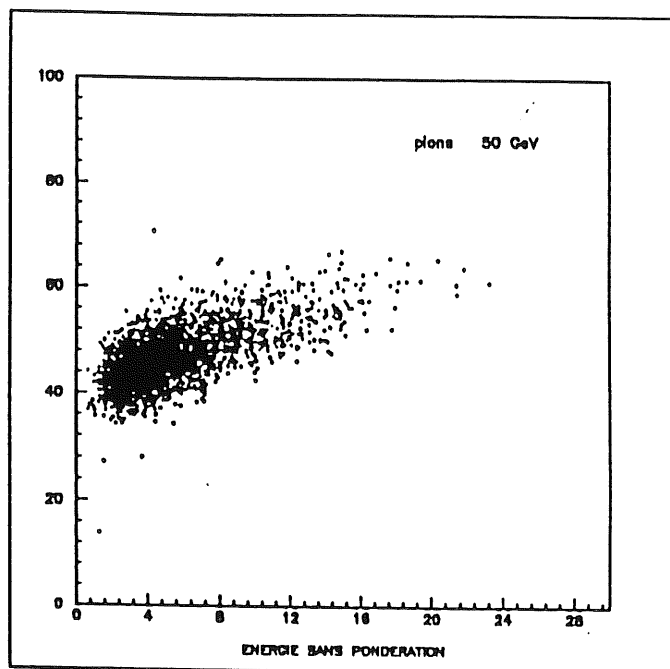
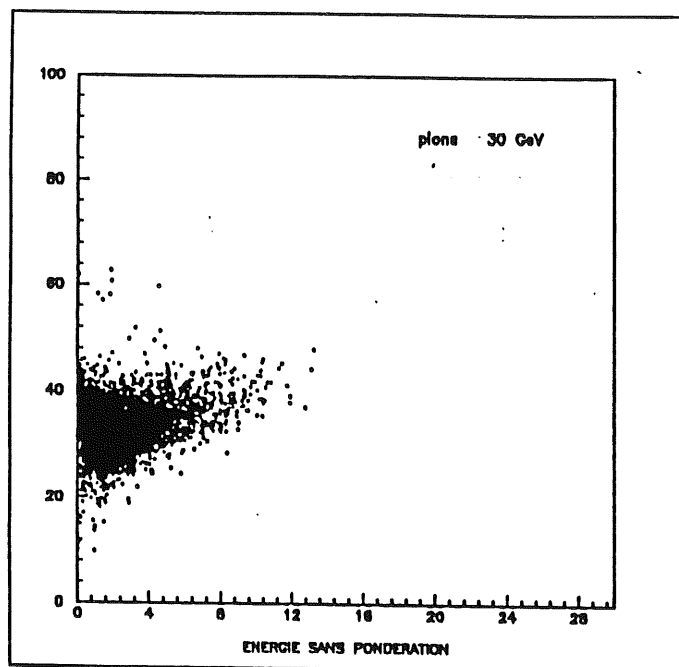


Figure 60. Energie totale en fonction de l'énergie maximum dans une voie du calorimètre hadronique (unités en GeV).

La distribution d'énergie reconstruite devient plus étroite pour des dépôts de charges localisées élevées. On interprète ceci de la manière

suivante, la queue haute énergie des distributions est due à des gerbes avec une composante électromagnétique importante.

La pondération consistera à corriger l'excès de charge due à la composante électromagnétique de la gerbe (composante π^0).

Dans cette partie, on va introduire et décrire les méthodes de pondération de l'énergie qui vont être en fait des méthodes de pondération de charge mesurée dans le but de rendre le calorimètre à Argon liquide compensateur.

ii) Histoire et pondération

Les premières approches concernant ce type de corrections ont été publiées par J.P. Dishaw (ref. 56 en 1979) qui étudie les dépendances de l'énergie totale et de la résolution en énergie avec les seconds moments de la distribution:

$$\eta = \frac{\left[\sum_i N_i^2 \right]^{1/2}}{\sum_i N_i}$$

où N_i est le nombre de mip dans le compteur i .

Le calorimètre qui sert de base à cette étude est un calorimètre Acier/Scintillateur. J.P. Dishaw observe que lorsque les seconds moments de la distribution η augmente, l'énergie mesurée augmente et la résolution s'améliore, cet effet indique la présence d'une grande composante π^0 . Pour diminuer cet effet, Dishaw utilise une hauteur d'impulsion (en canal adc) pondérée pour calculer l'énergie mesurée. Il introduit une fonction de pondération du type:

$$W_i = 1 - X f(N_i)$$

où X est la fraction de $f(N_i)$ à déterminer de manière empirique, W_i est le poids du compteur i , $f(N_i)$ est une fonction croissante de l'énergie que l'on exprime quelques lignes plus bas. L'énergie mesurée s'écrit alors:

$$E = \frac{K \sum_i W_i d_i N_i}{\sum_i W_i}$$

où d_i représente l'épaisseur de la plaque i et K un facteur de normalisation pour rendre égale l'énergie moyenne pondérée et l'énergie moyenne non pondérée.

Dishaw utilise une fonction linéaire $f(N_i) = N_i/1500$ et détermine X au maximum de la résolution en énergie. La résolution est ainsi optimisée.

La collaboration CDHS s'inspire de cette pondération de l'énergie mesurée (ref. 57). Pour chaque compteur i le signal mesuré non pondéré E_i est réduit ou pondéré d'une fraction proportionnelle à E_i :

$$\begin{aligned} E_i' \text{ (pondérée)} &= E_i (1 - a E_i) \\ &= E_i - a E_i^2 \end{aligned}$$

Le paramètre a est déterminé en minimisant la résolution en fonction de a . Les corrections à E_i sont limitées à 30 % de l'énergie mesurée. Les distributions en énergie pondérée deviennent gaussiennes (alors que les distributions non pondérées ne l'étaient pas) et la résolution en énergie est améliorée (ref. 57) de 30 % à 140 GeV et de 10 % à 10 GeV.

iii) La pondération pour le calorimètre de test

La pondération de l'énergie effectuée par CDHS consiste en fait à exprimer l'énergie pondérée comme une fonction polynomiale de l'énergie mesurée pour chaque i :

$$E_i' = f(E_i) = E_i - a E_i^2$$

On va utiliser ces corrections polynomiales en les adaptant à la configuration du calorimètre à Argon liquide. Les corrections se feront sur la charge mesurée et on utilisera des fonctions polynomiales d'ordre 2, 3, 4 et 5. Les ordres supérieurs à 2 permettent de limiter les pondérations ou corrections par une fonction continue. En effet la collaboration CDHS limite les corrections à 30 % de l'énergie mesurée c'est à dire par une coupure qui entraîne une discontinuité dans les fonctions de pondération (voir Figure 81, page 219).

Pour chaque événement $k = 1, \dots, N$ et pour chaque énergie incidente de faisceau de pions, l'énergie pondérée au deuxième ordre ou encore les corrections du deuxième ordre par un polynôme du degré 2 s'écrivent de la manière suivante:

$$E_{pr}^h = a_1^e \sum_{i=1}^{240} Q_i^e + a_2^e \sum_{i=1}^{240} Q_i^e + a_1^h \sum_{j=1}^{240} Q_j^h + a_2^h \sum_{j=1}^{240} Q_j^h$$

Indice h pour hadronique r et p pour reconstruite et pondérée. Pour les correction Q^3 c'est à dire des corrections du troisième ordre par un polynôme de degré 3, l'énergie pondérée s'écrira:

$$\begin{aligned} E_{pr}^h &= a_1^e \sum_{i=1}^{240} Q_i^e + a_2^e \sum_{i=1}^{240} Q_i^e + a_3^e \sum_{i=1}^{240} Q_i^e \\ &+ a_1^h \sum_{j=1}^{240} Q_j^h + a_2^h \sum_{j=1}^{240} Q_j^h + a_3^h \sum_{j=1}^{240} Q_j^h \end{aligned}$$

Et ainsi de suite pour les corrections Q^4 et Q^5 (du 4ème et 5ème ordre) où il suffit de rajouter les termes de corrections:

$$a_4^e \sum_i Q_i^e \quad \text{et} \quad a_5^e \sum_i Q_i^e \dots\dots$$

c'est à dire d'augmenter l'ordre des polynomes qu'on n'écrira pas ici. Les Q_i^e sont les charges totales mesurées dans la voie i de la partie électromagnétique, l'indice i parcourt le numéro des voies électroniques de cette partie électromagnétique. De même Q_j^h sont les charges totale mesurées dans la voie j de la partie hadronique, l'indice j parcourt le numéro des voies électroniques de cette partie hadronique.

Une autre correction a été étudiée parallèlement. Elle utilise une fonction polynomiale d'ordre 2 en ne considérant plus la charge totale dans chaque voie individuelle i ou j mais la charge mesurée dans chaque segment:

$$E_{pr}^h = a_1^e \sum_m Q_m^e + a_2^e \sum_m Q_m^{e^2} + Q_1^h \sum_n Q_n^h + a_e^{h^2} \sum_n Q_n^{h^2}$$

où l'indice m parcourt les cinq segments ($m = 1, \dots, 5$) du calorimètre électromagnétique et l'indice n les six segments du calorimètre hadronique ($n = 1, \dots, 5$). Q_m^e est la charge mesurée dans le segment m du calorimètre électromagnétique de même Q_n^h est la chage mesurée dans le segment n du calorimètre hadronique.

Les cinq pondérations différentes ont été effectuées aux quatre énergies de faisceaux de pions. Les coefficients a_1^e et a_1^h de chaque correction sont des coefficients de calibration pour chaque énergie pondérée, ils permettent de passer des charges mesurées aux énergies, ils sont en GeV/pc. Les coefficients $a_2^e \dots 5$ et $a_2^h \dots 5$ sont des coefficients de pondérations qui sont déterminés par la même procédure de minimisation exposée au paragraphe précédent, à savoir:

- l'énergie reconstruite pondérée moyenne doit être égale à l'énergie du faisceau incident
- la largeur de la distribution de l'énergie pondérée doit être minimum

En général, pour la correction Q^M telle qu'elle est décrite dans ce qui précède, il faut minimiser une quantité S :

$$S = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N \left[E_b - \left[P_1(Q_e) + P_2(Q_h) \right] \right]^2$$

où $P_1(Q_e)$ est un polynome d'ordre M des charges Q_e :

$$\text{avec } Q_e^M = \sum_{i=1}^{240} Q_i^e{}^M$$

où $P_1(Q_h)$, de manière analogue, est un polynome d'ordre M des charges Q_h :

$$\text{avec } Q_h^M \sum_{j=1}^{240} Q_j^{hM}$$

La minimisation $\partial S / \partial a = 0$ par rapport aux $2M$ coefficients a_i conduit à un système de $2M$ équations à $2M$ inconnues a_i qui peut se mettre sous forme matricielle avec une matrice $2M \times 2M$ symétrique qu'il suffit alors d'inverser. Dans le tableau () suivant, on résume le nombre de coefficients de calibration et pondération calculées de cette manière pour chaque énergie. Tous ces coefficients sont corrélés entre eux.

correction	Q^2	Q^3	Q^4	Q^5
nombre de coefficients	4	6	8	10

Les erreurs sur ces coefficients peuvent être déterminées à partir des éléments diagonaux de la matrice inverse. Ces erreurs varient de 0,5 % à 1 %. D'autre part, il apparaît que les coefficients des termes Q à une puissance paire sont négatifs alors que ceux des termes Q à une puissance impaire sont positifs. La Figure 103, page 301 de l'appendice représente l'évolution des coefficients de calibration et de pondération avec l'énergie incidente.

Des fonctions K/E^n sans termes constants ont été ajustées sur l'évolution des coefficients de pondération avec l'énergie pour les corrections Q^2 de 1 et Q^3 . Les fonctions avec n entier permettent de minimiser le χ^2 des ajustements. Les tableaux de l'appendice donnent les valeurs du paramètre K pour chaque ajustement des différents coefficients de pondérations des corrections Q^2 et Q^3 .

Les coefficients de calibration $\{a_i\}$ et les coefficients de pondération $\{a_i\}_{i \neq 1}$ permettent de reconstruire l'énergie incidente. Les Figure ??, Figure 62, page 181, Figure 63, page 182, Figure 64, page 183 et Figure 65, page 184 représentent les distributions d'énergie reconstruites pour chaque pondération à chaque énergie.

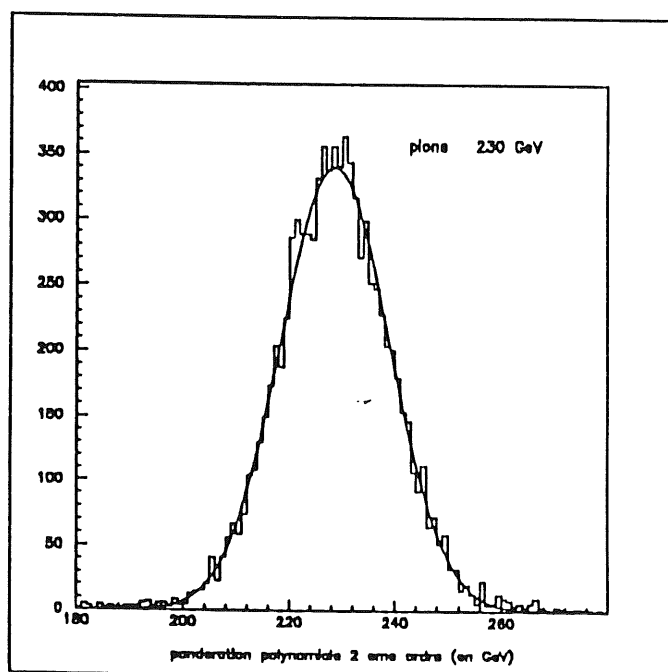
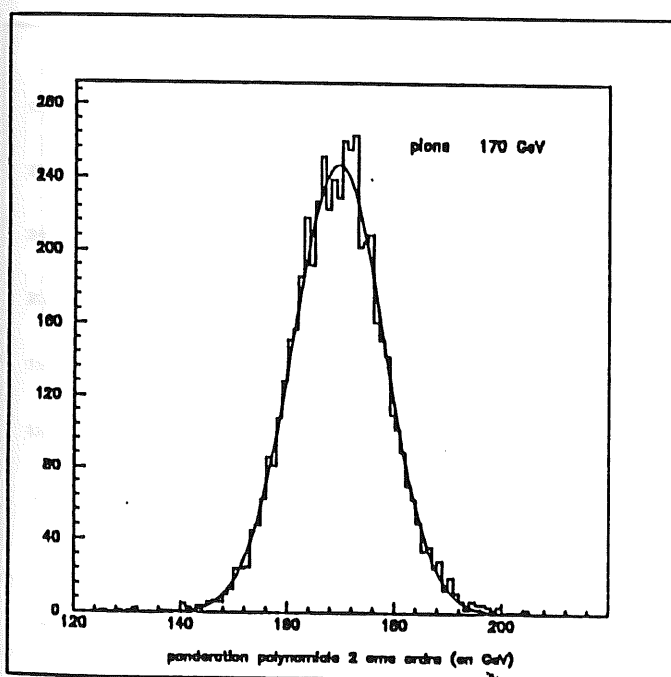
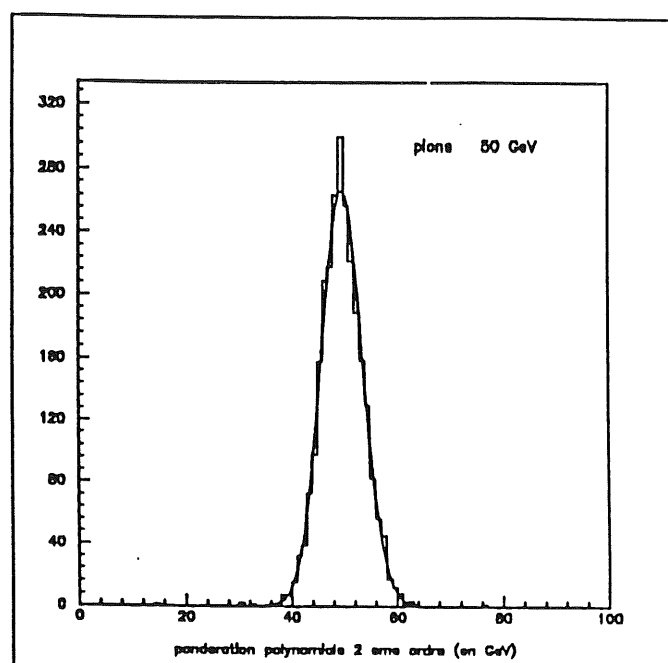
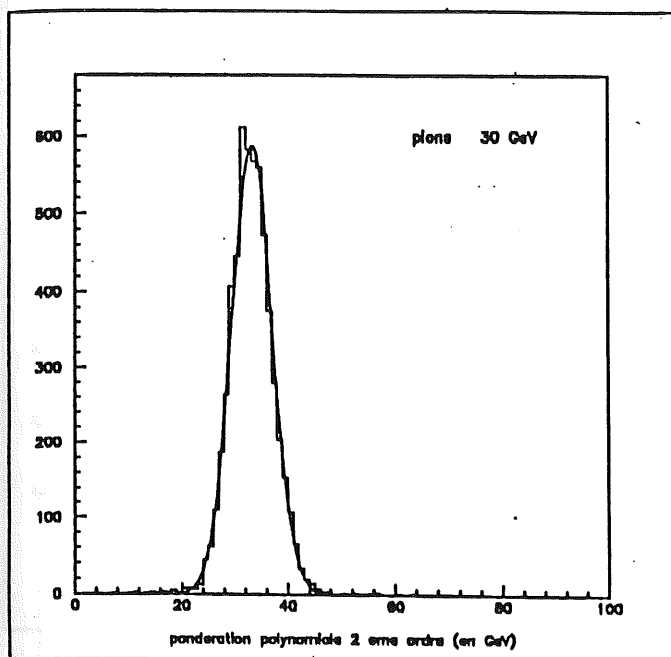


Figure 61. Distributions d'énergies après pondération au deuxième ordre

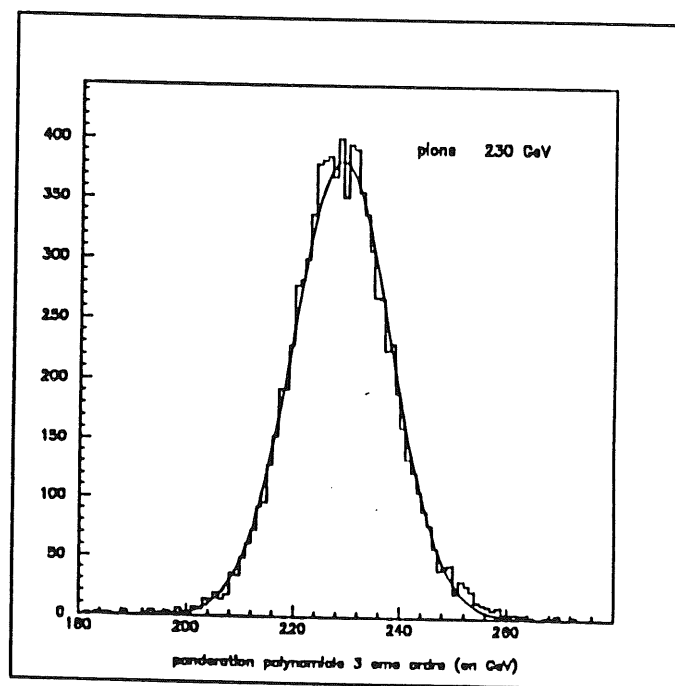
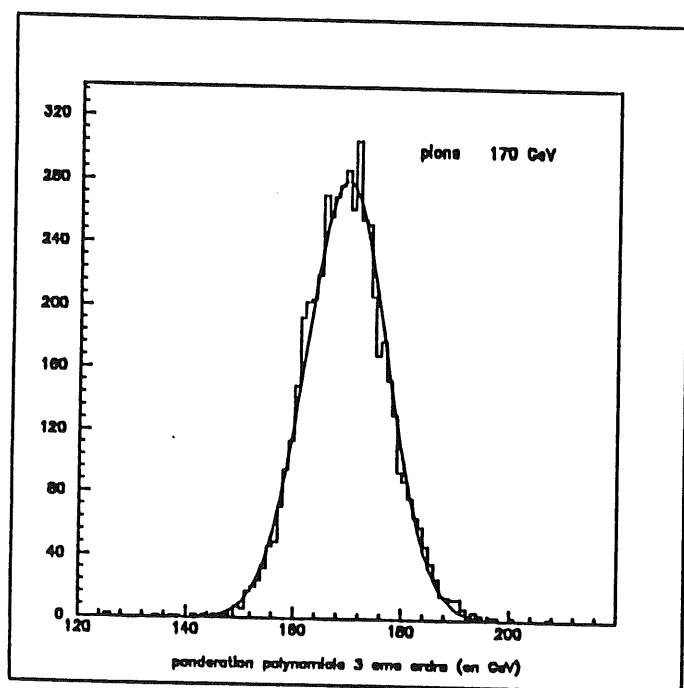
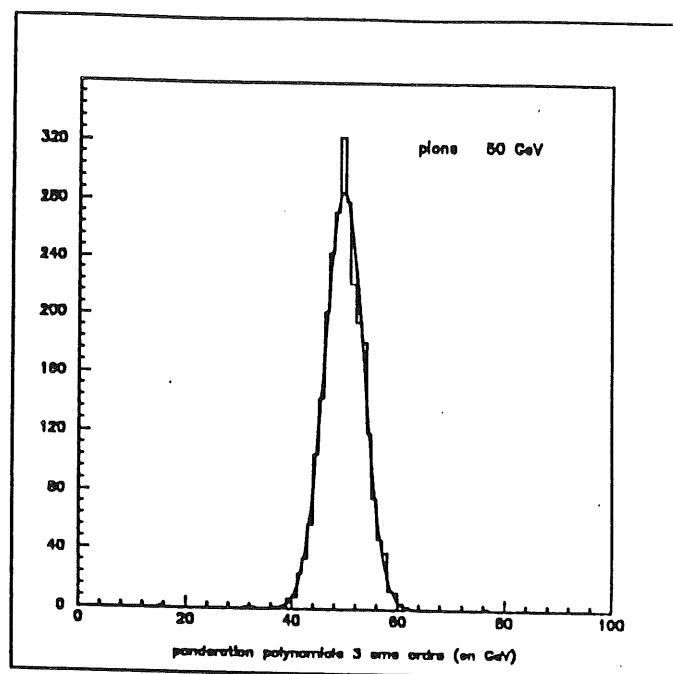
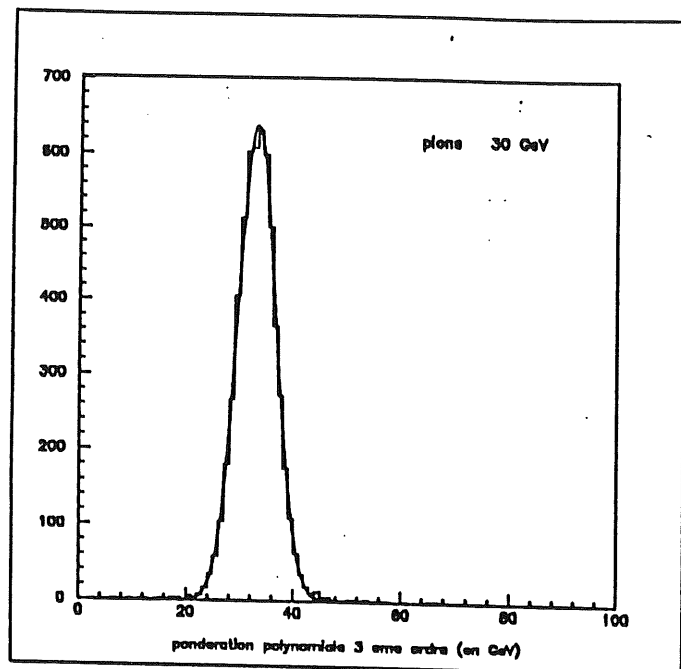


Figure 62. Distributions d'énergies après pondération au troisième ordre

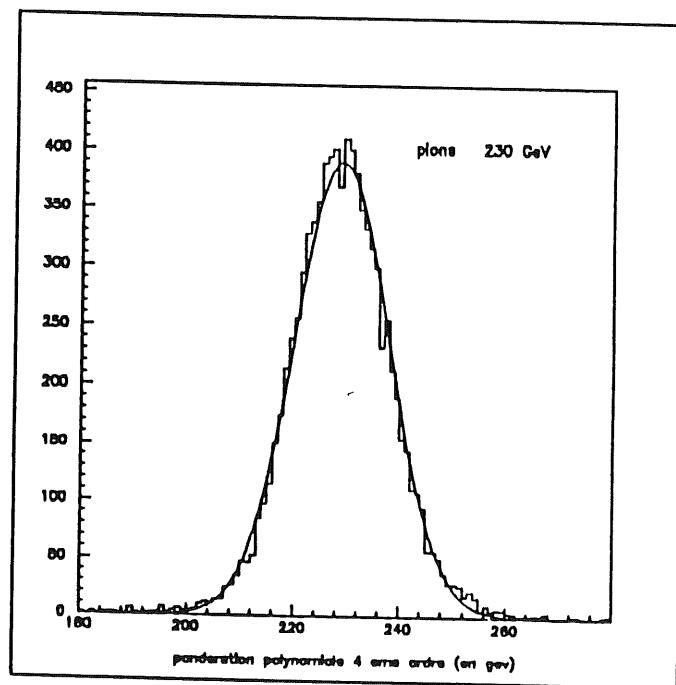
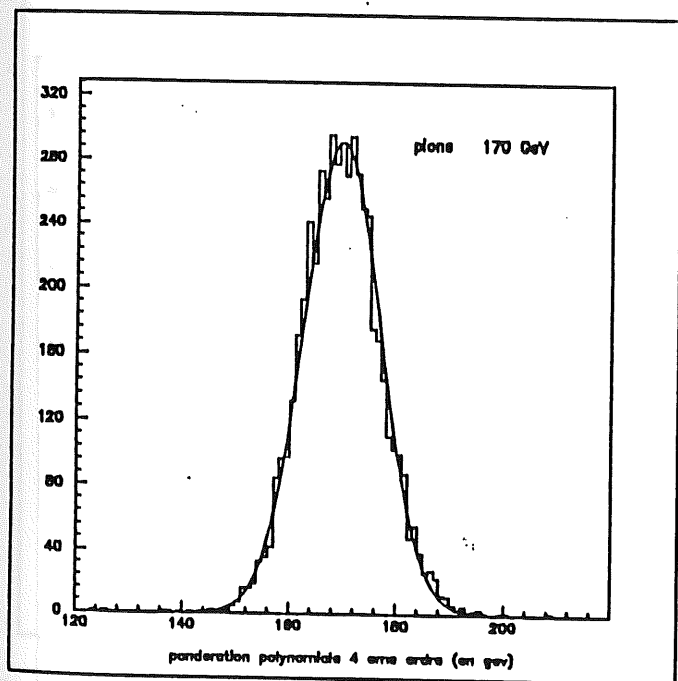
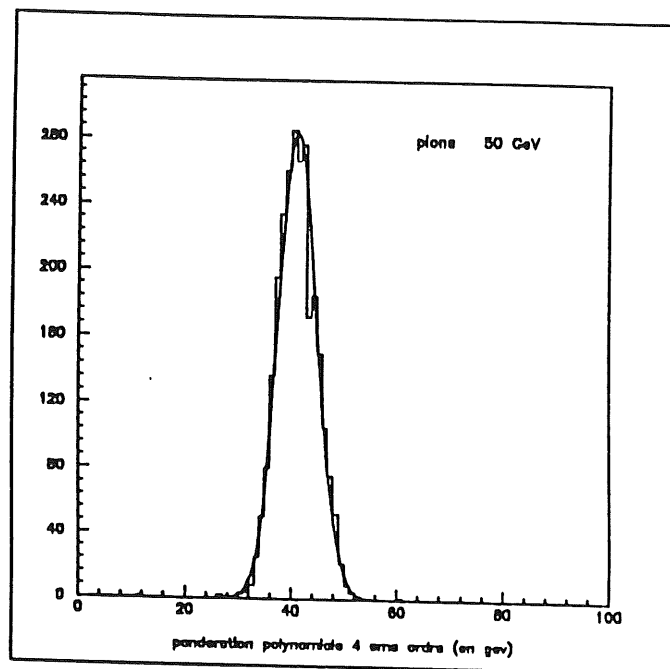
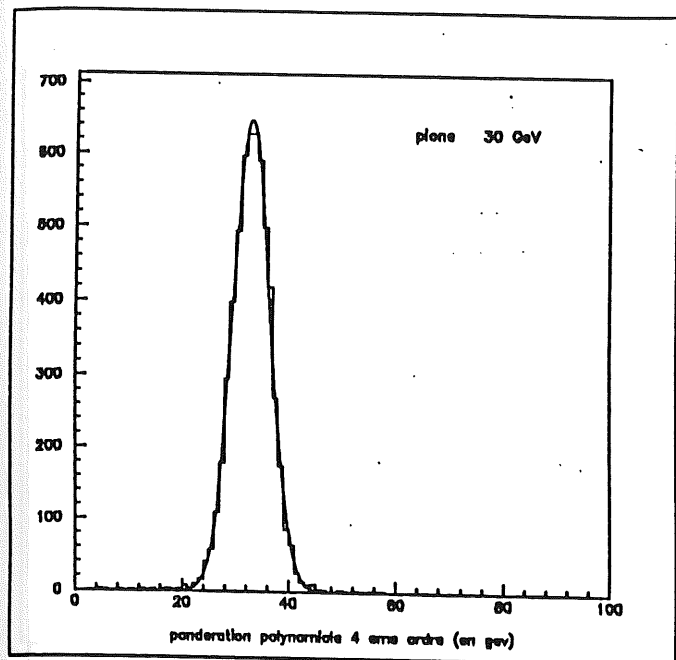


Figure 63. Distributions d'énergies après pondération au quatrième ordre

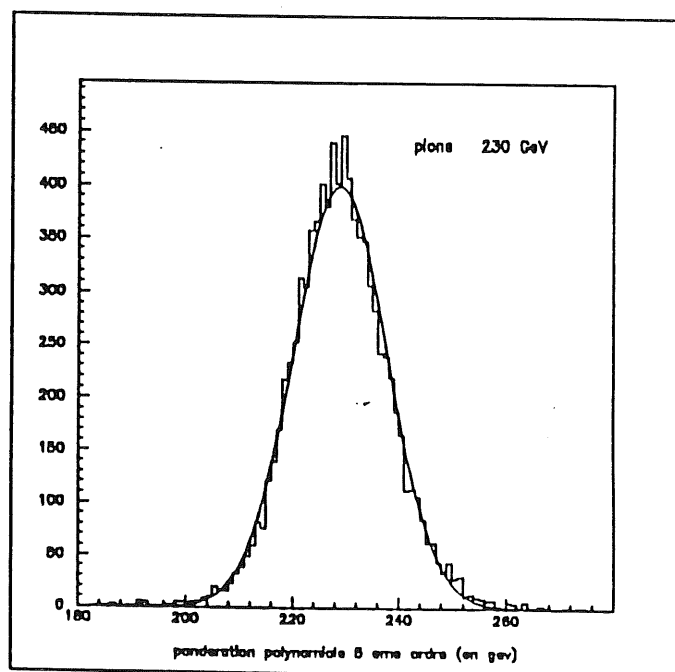
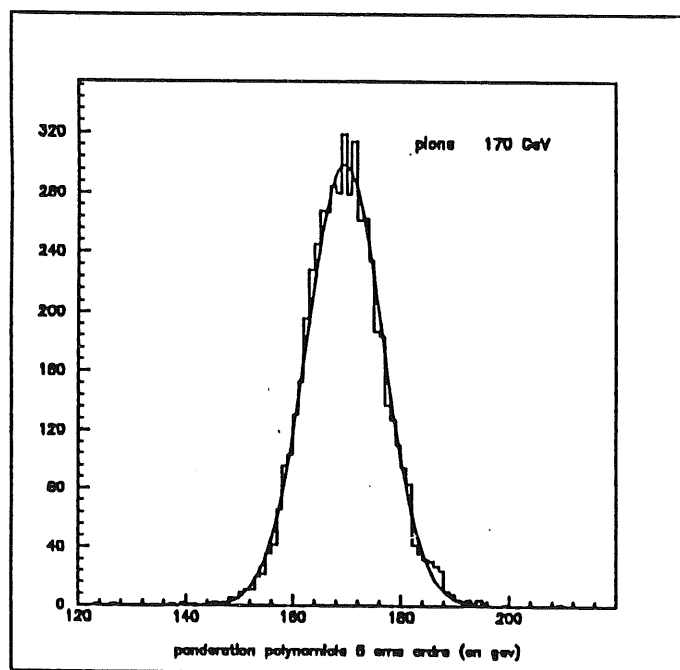
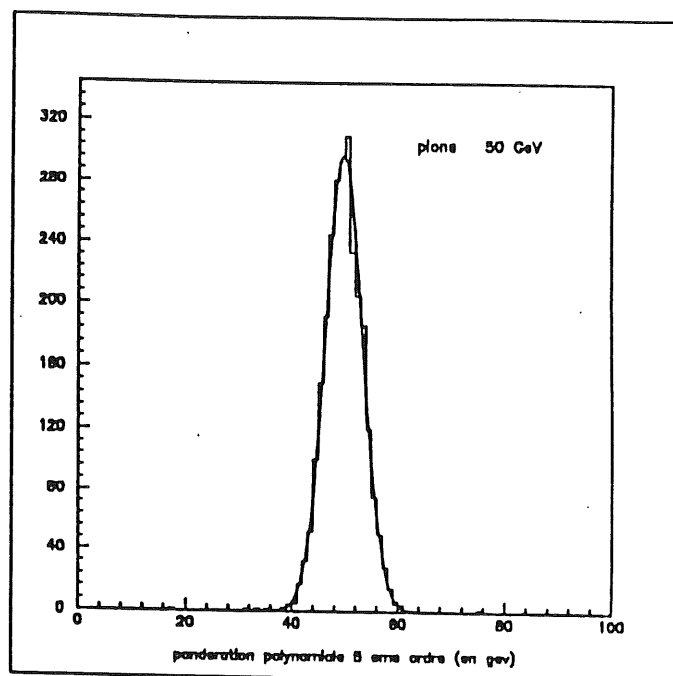
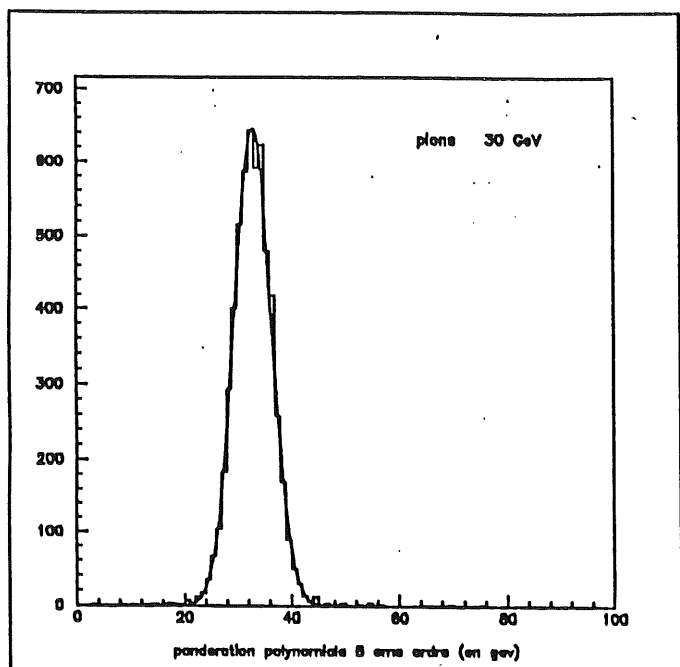


Figure 64. Distributions d'énergies après pondération au cinquième ordre

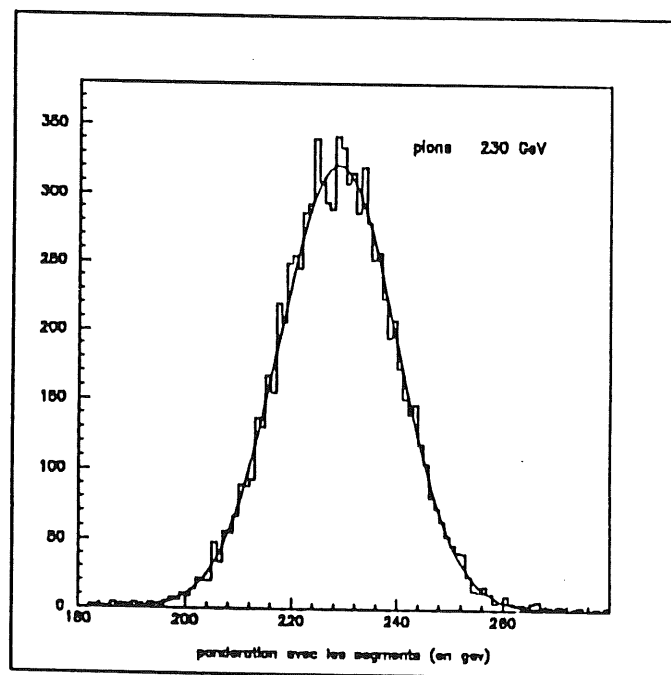
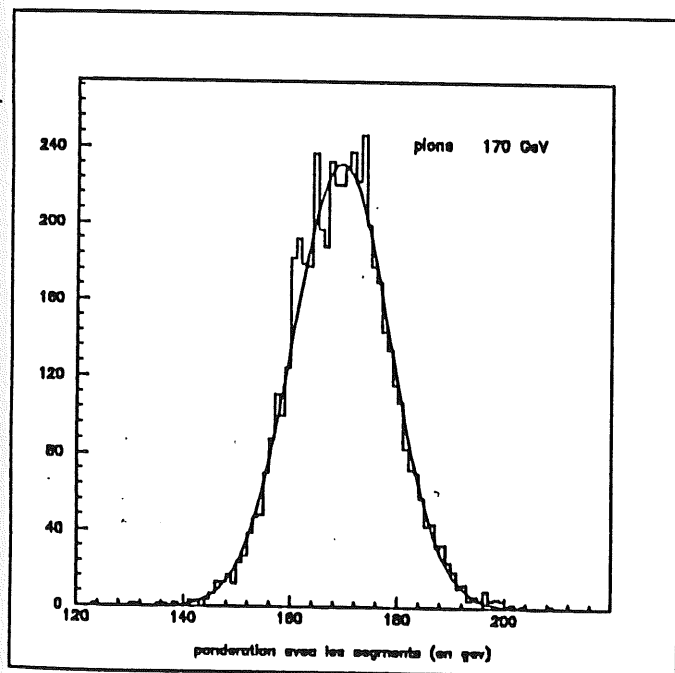
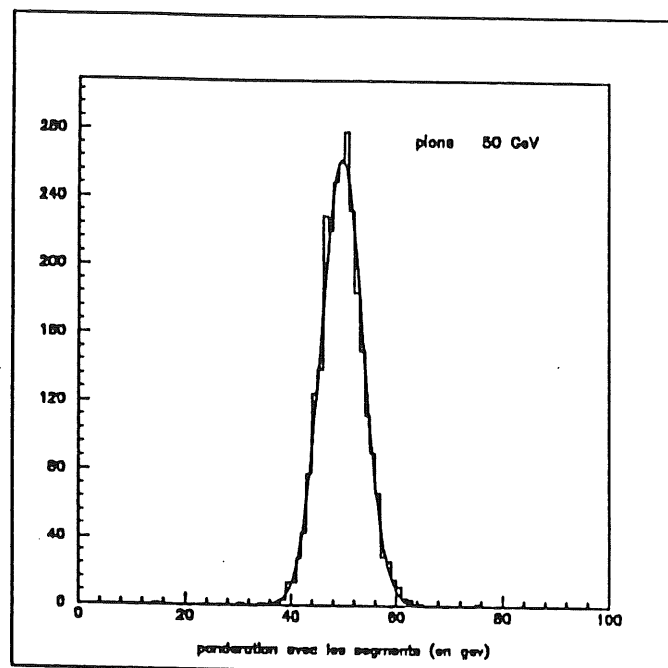
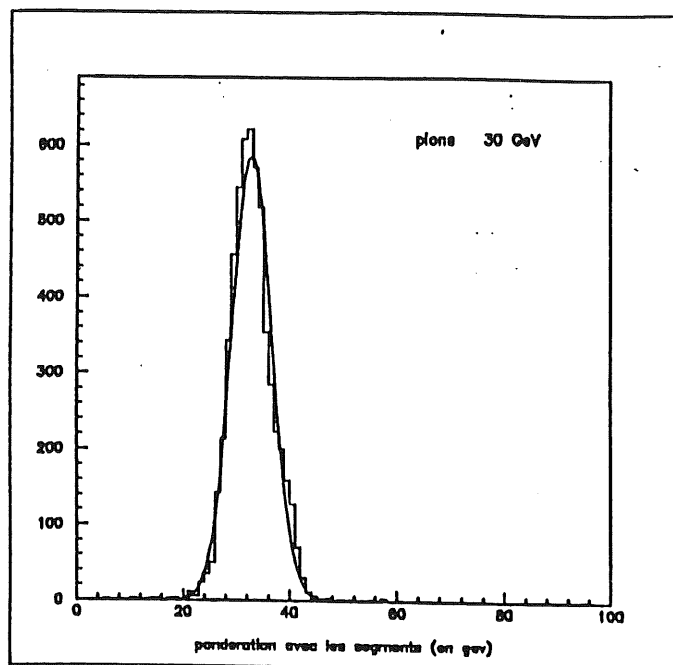


Figure 65. Distributions d'énergies après pondération au second ordre Avec seulement la somme sur les segments prise en compte.

Ces distributions sont devenues quasi gaussiennes (les distributions sans pondération ne l'étaient pas) ce qui permet d'y ajuster des fonctions gaussiennes. L'ajustement gaussien donne la valeur moyenne de l'énergie reconstruite et de la résolution pour chaque pondération à chaque énergie. Les résultats sont portés dans les tableaux suivant où les valeurs obtenues sans pondération sont rappelées.

	30 GeV	50 GeV	170 GeV	230 GeV
sans pondération				
$\langle E_{pr}^h \rangle$	30.16	49.79	169.45	229.04
$\sigma / \langle E_{pr}^h \rangle$	0.12099	0.10150	0.07389	0.06180
$[\sigma / \langle E_{pr}^h \rangle] E_b^{\frac{1}{2}}$	66.27 %	71.77 %	96.33 %	93.72 %
$\frac{e}{\pi}$	1.48	1.31	1.11	1.12
correction Q^2				
$\langle E_{pr}^h \rangle$	29.806	49.68	169.50	228.65
$\sigma / \langle E_{pr}^h \rangle$	0.10044	0.07787	0.05058	0.04620
$[\sigma / \langle E_{pr}^h \rangle] E_b^{\frac{1}{2}}$	55.01 %	55.06 %	65.95 %	70.06 %
$\frac{e}{\pi}$	1.04	1.05	1.03	1.05
correction Q^3				
$\langle E_{pr}^h \rangle$	29.802	49.707	169.59	228.96
$\sigma / \langle E_{pr}^h \rangle$	0.09662	0.07272	0.04408	0.04114
$[\sigma / \langle E_{pr}^h \rangle] E_b^{\frac{1}{2}}$	52.92 %	51.41 %	57.47 %	61.38 %
$\frac{e}{\pi}$	0.98	0.99	0.97	0.98

Les coefficients $\{a\}$, correspondant, on le rappelle, aux coefficients de calibration et pondération de la partie électromagnétique du calorimètre déterminés par la procédure précédente avec les données pions, peuvent être utilisés sur les données électrons pour reconstruire leurs énergies E_r^e . Cette énergie reconstruite s'écrit:

$$E_r^e \text{ (électrons)} = a_1^e \sum_{i=1}^{240} Q_i^e \text{ (électrons)} + a_2^e \sum_{i=1}^{240} Q_i^{e^2} \text{ (électrons)}$$

La Figure 66, page 187 représente la distribution de l'énergie reconstruite pour des électrons incidents de 50 GeV avec chaque jeu de coefficients et l'énergie reconstruite pour les pions de 50 GeV. Les distributions sont gaussiennes.

	30 GeV	50 GeV	170 GeV	230 GeV
correction $\langle E_{pr}^h \rangle$ Q^4	29.79	49.74	169.61	228.97
$\sigma / \langle E_{pr}^h \rangle$	0.09538	0.07088	0.04310	0.04008
$[\sigma / \langle E_{pr}^h \rangle] E_b^{\frac{1}{2}}$	52.24 %	50.12 %	56.20 %	60.77 %
$\frac{e}{\pi}$	0.97	0.98	0.96	0.97
correction $\langle E_{pr}^h \rangle$ Q^5	29.80	50.03	169.63	228.94
$\sigma / \langle E_{pr}^h \rangle$	0.09523	0.07243	0.04206	0.03928
$[\sigma / \langle E_{pr}^h \rangle] E_b^{\frac{1}{2}}$	52.15 %	51.21 %	54.83 %	59.57 %
$\frac{e}{\pi}$	0.97	0.96	0.96	0.96
correction $\langle E_{pr}^h \rangle$ Q^2 avec somme $\sigma / \langle E_{pr}^h \rangle$ sur les segments	29.710	49.78	169.53	228.48
$[\sigma / \langle E_{pr}^h \rangle] E_b^{\frac{1}{2}}$	0.10231	0.07896	0.05368	0.04880
	56.04 %	55.83 %	69.99 %	74.06 %

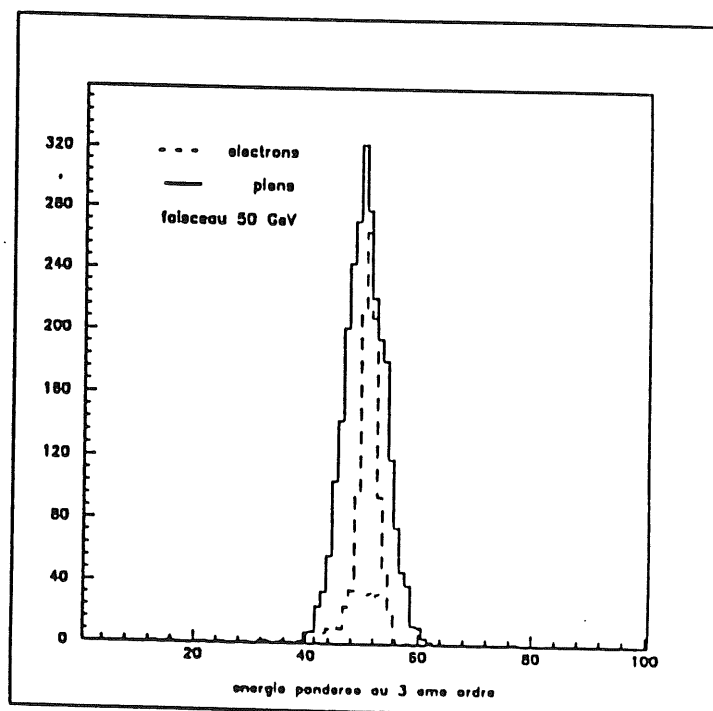
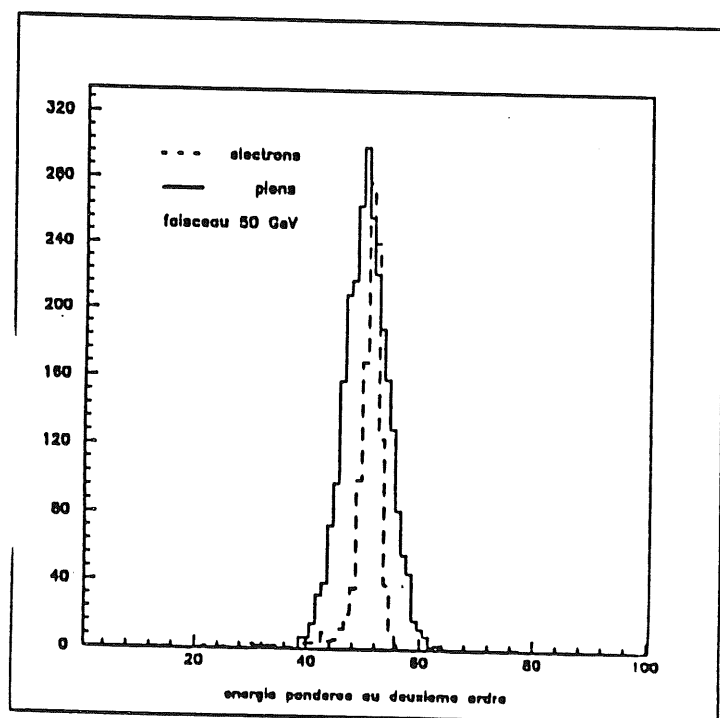
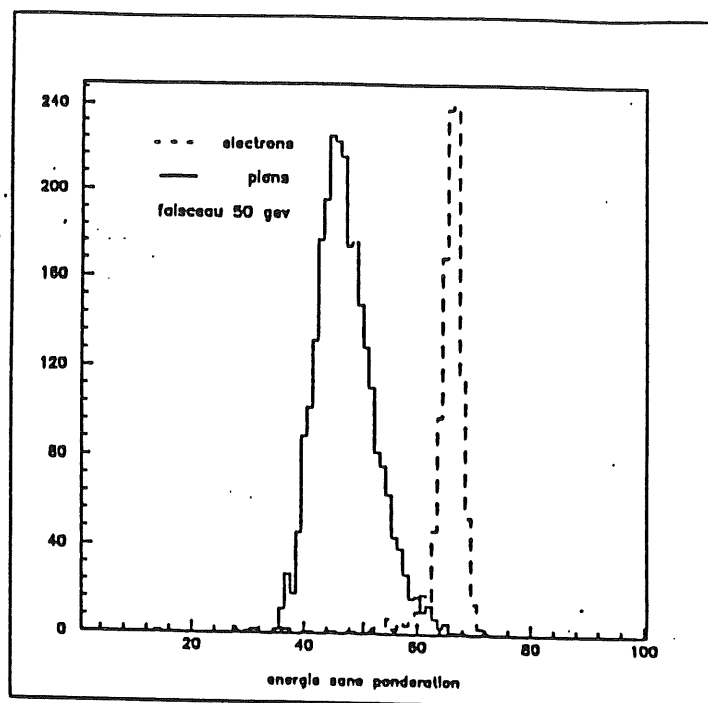


Figure 66. Rapport e/π à 50 GeV avant et après pondération de la charge mesurée (unités en GeV).

Un ajustement gaussien permet d'extraire $\langle E_r^e \rangle$, l'énergie reconstruite moyenne des électrons incidents. Il est possible de déduire des valeurs de $\langle E_{rp} \rangle$ et de $\langle E_r^e \rangle$ les valeurs du rapport $e/\pi = \langle E_r^e \rangle / \langle E_{rp} \rangle$

définies pour chaque pondération. Les valeurs de ce rapport

sont aussi portées dans le tableau ().

Les résultats portés dans ce tableau permettent de faire des commentaires suivants:

- pour chaque correction l'énergie incidente est reconstruite à mieux de 1 % ($\sim 0,6$ %)
- l'amélioration est de l'ordre de 20 % sur la résolution en énergie en utilisant la correction Q^3
- la correction Q^3 apporte encore une amélioration de 4 % à 13 % sur la résolution.
- la résolution en énergie reconstruite s'améliore donc avec l'ordre du polynome de correction pour chaque énergie incidente
- les corrections d'ordres supérieurs (Q^4 et Q^5) n'améliorent plus de manière sensible la résolution en énergie qui tend alors à se stabiliser autour d'une valeur limite proche de celle obtenue avec la correction Q^3 . La Figure 67, page 189 représente l'évolution des résolutions avec l'ordre de la correction pour les pions. La Figure 68, page 190 représente l'évolution des rapports e/π avec l'ordre de la correction polynomiale.
- le rapport e/π le plus proche de 1 est obtenu avec la correction Q^3 ie $e/\pi \sim 0.98$.
- finalement on peut remarquer que la résolution en énergie reconstruite des électrons avec les coefficients $\{a_e\}$ déterminée avec les données pions est détériorée de plus de 20 % pour la correction Q^3 et que cette détérioration diminue lorsque l'ordre de correction augmente.

Ce dernier résultat constitue une des faiblesses des méthodes actuelles de pondération polynomiale. Une pondération parfaite, qui tiendrait compte du détail du développement de la gerbe hadronique, ne doit pas détériorer la résolution en énergie des électrons quand cette méthode est utilisée sur des gerbes électromagnétiques dues à des électrons.

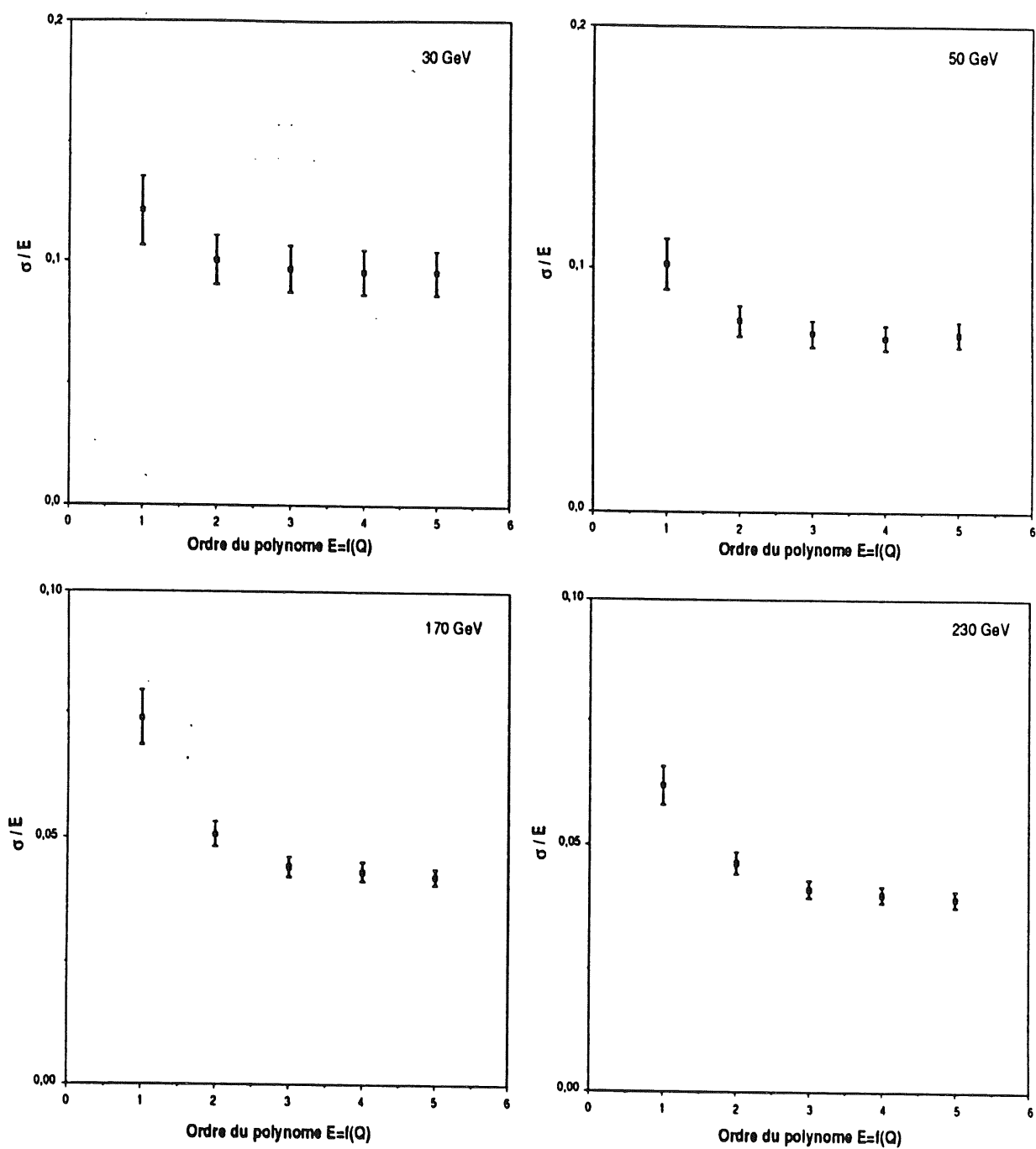


Figure 67. Evolution de la résolution avec l'ordre de la pondération (ordre de correction polynomiale).

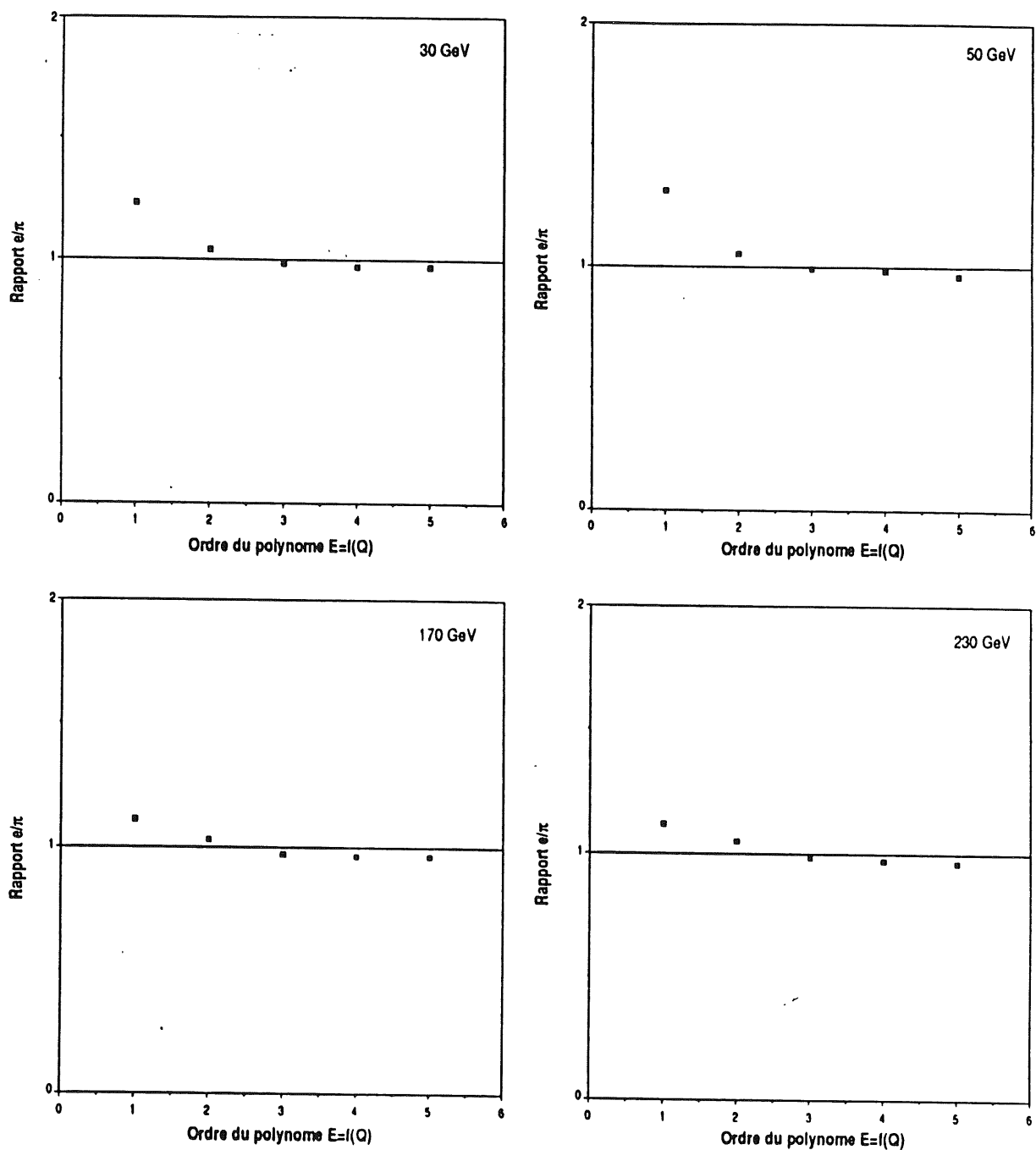


Figure 68. Evolution du rapport e/π avec l'ordre de la pondération (ordre de correction polynomiale).

La Figure 69, page 191 représente les résolutions en fonction de l'énergie incidente.

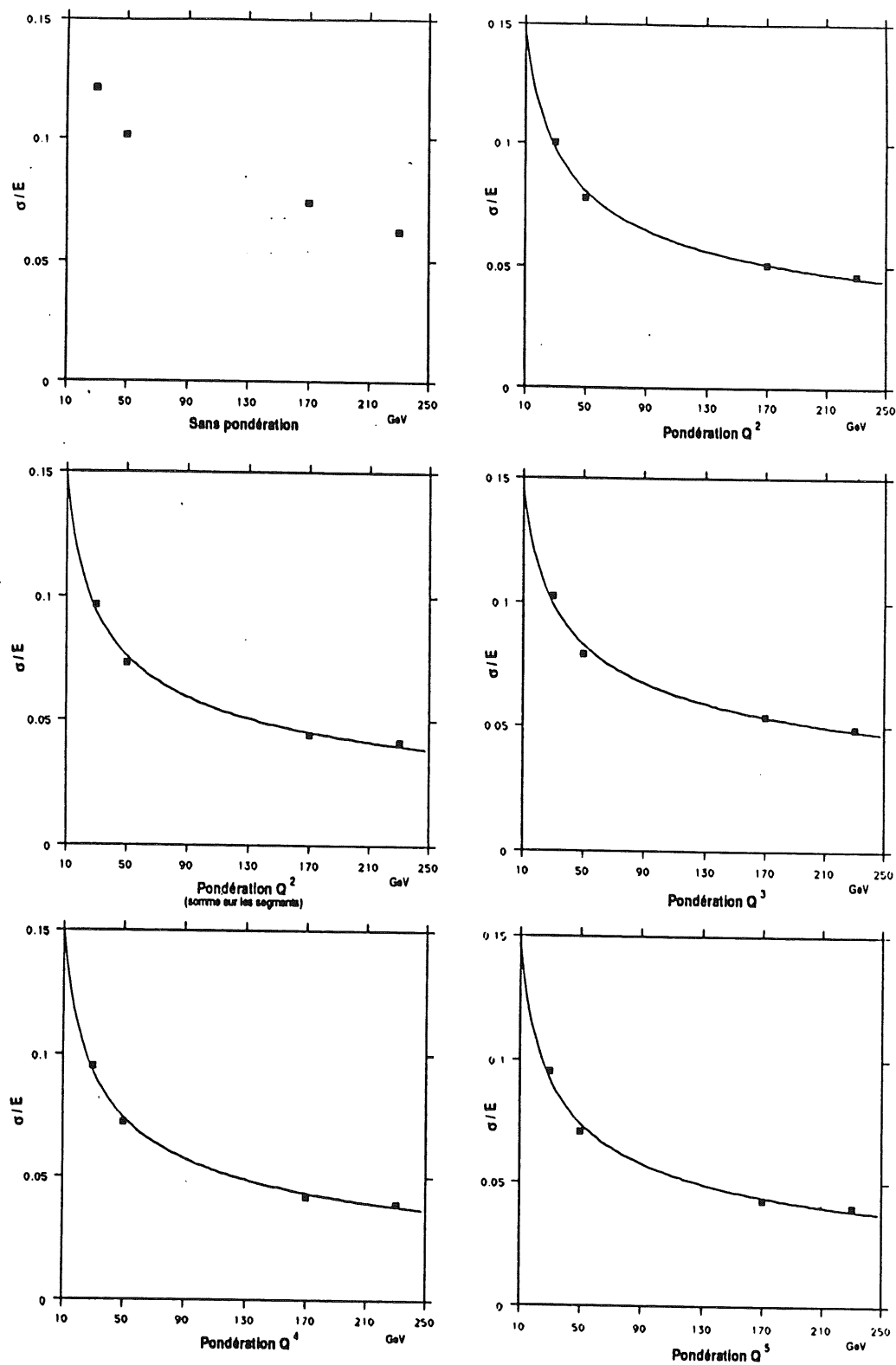


Figure 69. Les résolutions en fonction de l'énergie incidente

Ces résolutions se rapprochent d'une loi en $1/\sqrt{E}$ et pour cette raison, on paramétrise l'évolution des résolutions avec l'énergie par la fonction:

$$\frac{a}{E} = \sqrt{\frac{A^2}{E} + B^2}$$

où les paramètres A et B sont déterminés par un ajustement.

correction Q^2	A = 0.5113 \pm 0.0022 B = 0.031 \pm 0.0049
correction Q^3	A = 0.4897 \pm 0.0015 B = 0.024 \pm 0.0041
correction Q^4	A = 0.4799 \pm 0.0013 B = 0.0237 \pm 0.0038
correction Q^5	A = 0.49 \pm 0.0014 B = 0.021 \pm 0.0039
correction Q^2 avec somme sur segments	A = 0.5108 \pm 0.0026 B = 0.035 \pm 0.0053

La correction Q^3 permet d'aboutir au meilleur compromis entre un rapport $e/\pi = 1$ et une bonne résolution. Pour des corrections d'ordre supérieur (Q^4 Q^5), le rapport e/π diminue sensiblement et devient légèrement inférieur à 1 (calorimètre légèrement surcompensateur) et les résolutions ne s'améliorent pas de manière très sensible (amélioration ≤ 4 %). De plus, le nombre de coefficients de pondération à déterminer subit une forte inflation avec l'ordre du polynôme de correction. Pour la correction d'ordre supérieur Q^2 le rapport e/π reste supérieur à 1 très légèrement $\sim 1,04$ mais les résolutions ne sont pas très bien optimisées.

D'autre part, on peut comparer les deux corrections Q^2 :

(n°1) - en sommant les charges, voie électronique par voie électronique.

(n°2) - en sommant les charges totales, segment par segment.

Les résultats de la correction n° 1 sont meilleurs (~ 2 à 6 %) que les résultats de la correction n° 2 quant à la résolution.

L'information apportée par la correction n° 1 est plus précise car elle tient compte des voies électroniques individuelles et donc elle peut mieux rendre compte du caractère localisé de l'excès de charge dû à la composante π^0 . La correction se fait sur des excès locaux de charges, tandis que la correction n° 2 ne tient compte des excès de charge que dans chaque segment où cet excès est noyé dans une somme sur les voies électroniques du segment considéré.

La Figure 70, page 194 et la Figure 71, page 195 montrent l'énergie reconstituée totale des pions incidents en fonction de l'énergie maximum d'une seule voie électronique de la partie hadronique après les pondérations à l'ordre 2 et 3.

La pondération a réduit les corrélations interprétées comme un excès dû à des gerbes avec une composante π^0 importante.

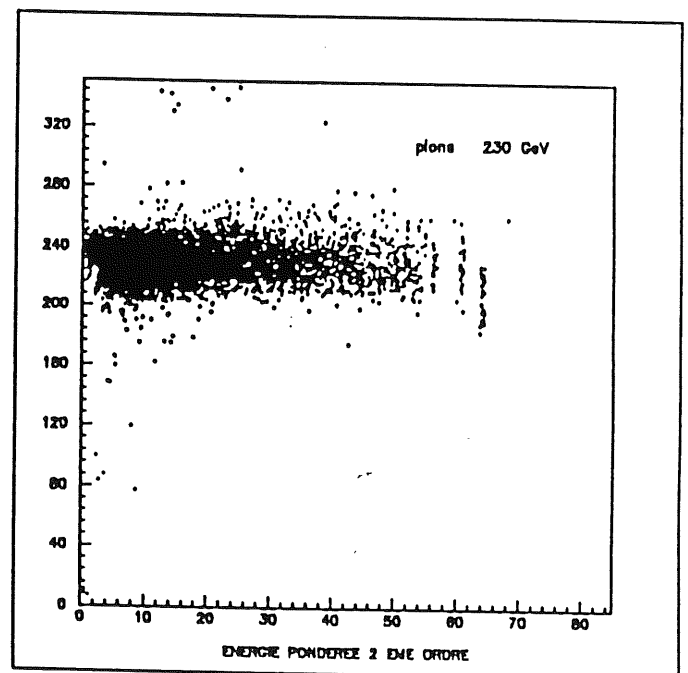
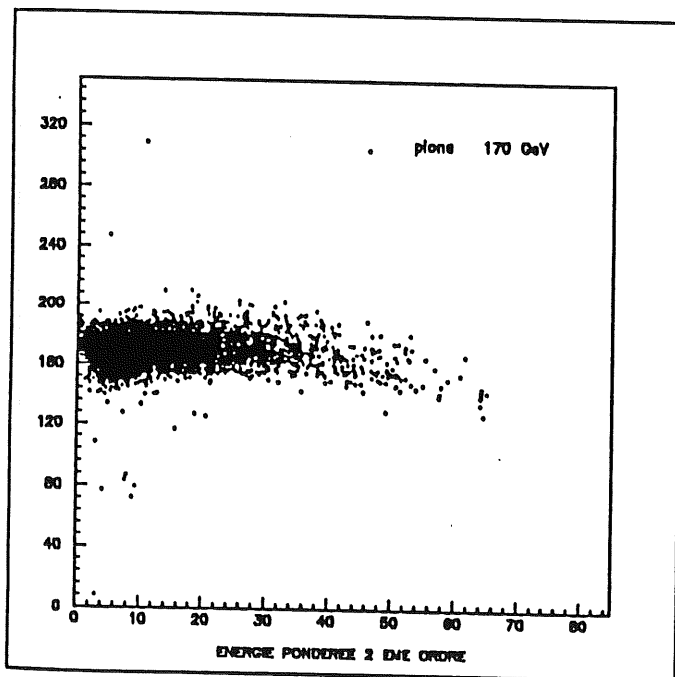
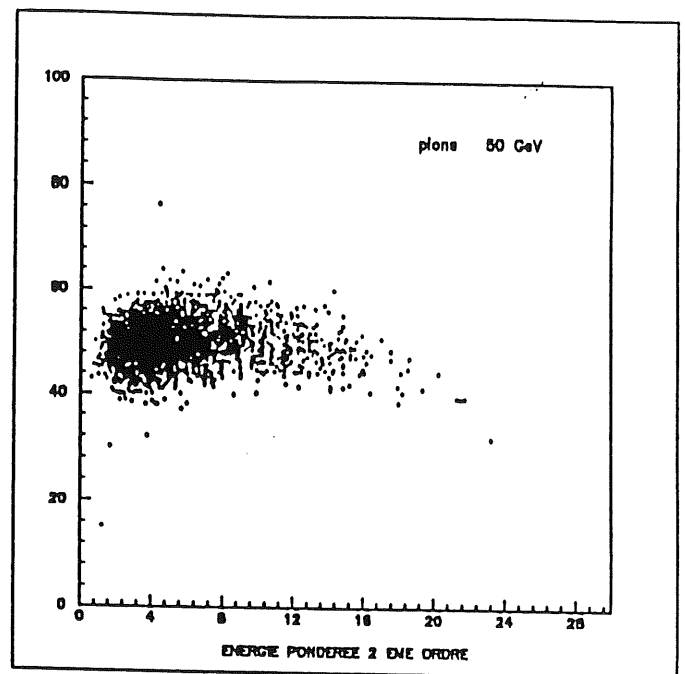
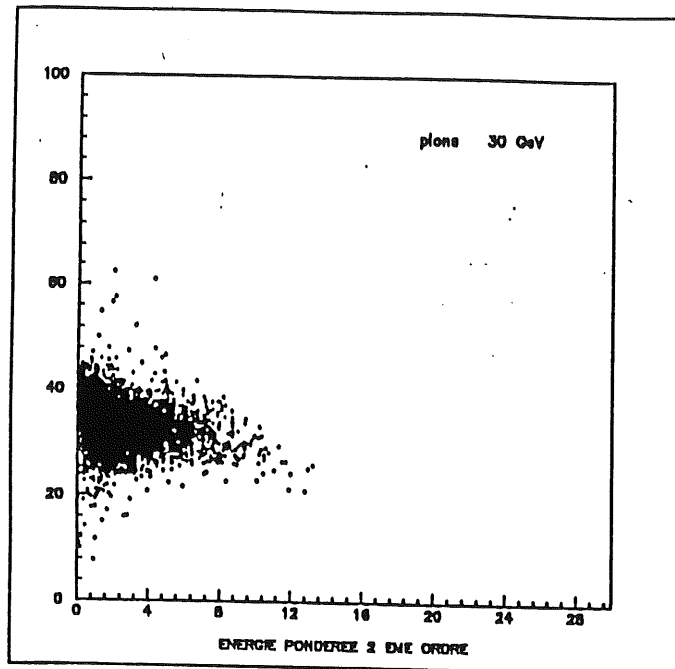


Figure 70. Energie totale pondérée au deuxième ordre en fonction de l'énergie maximum dans une seule voie du calorimètre hadronique (unités en GeV).

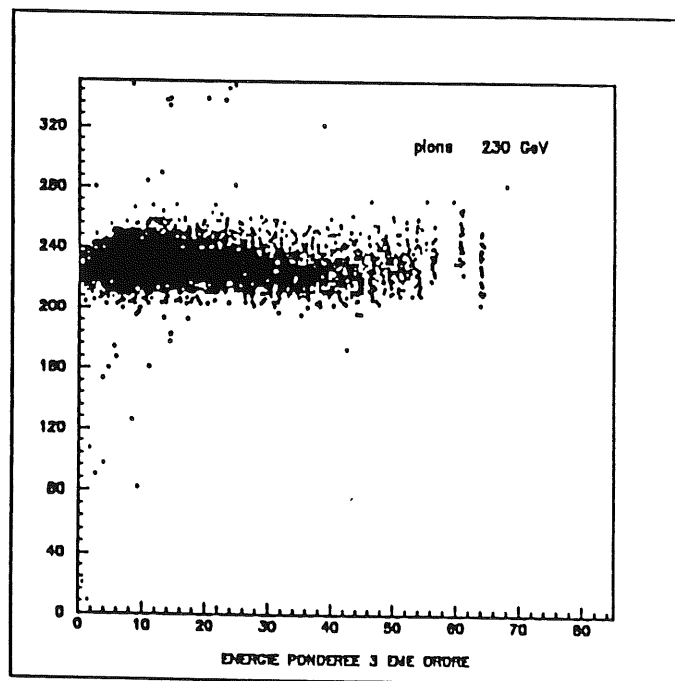
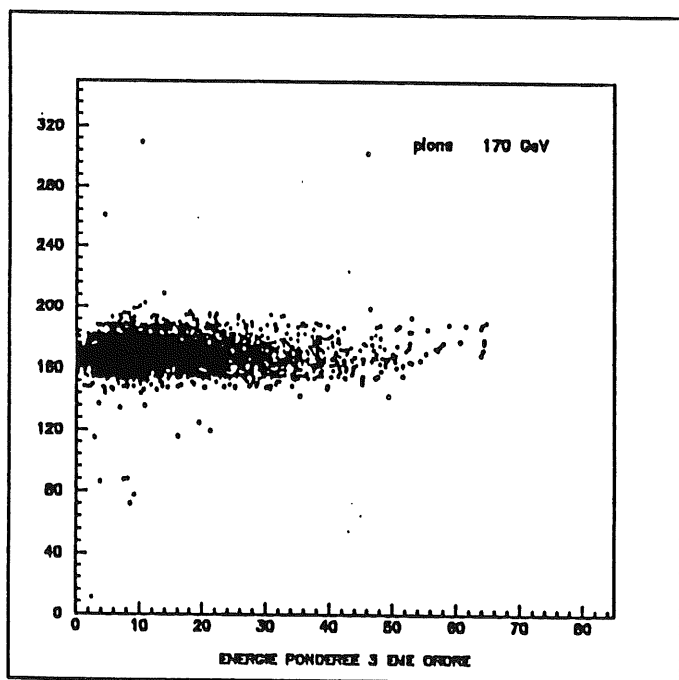
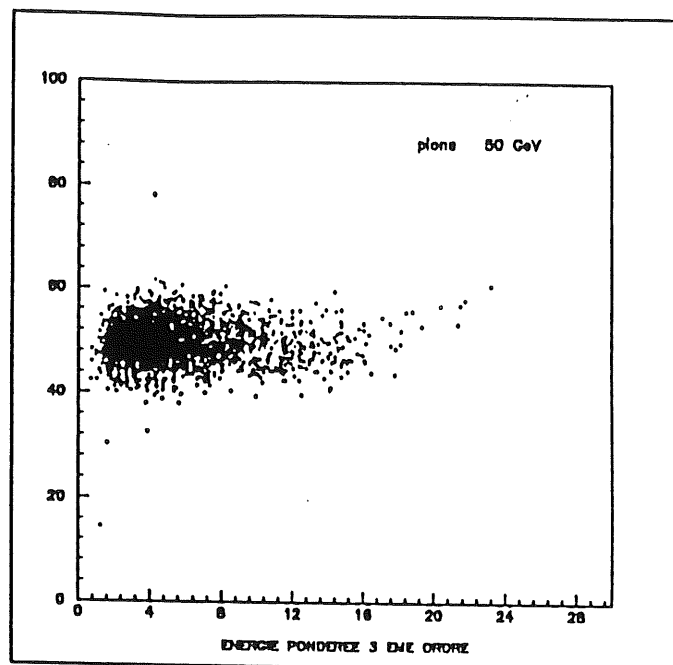
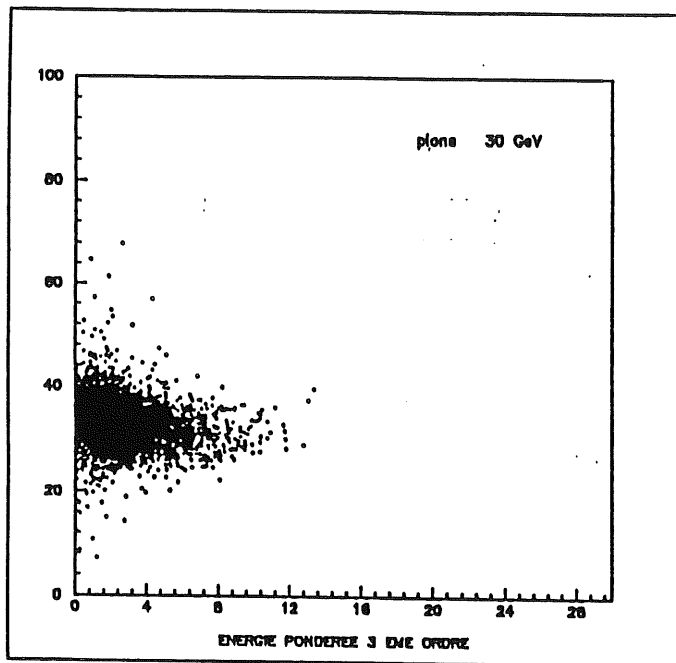


Figure 71. Energie totale pondérée au troisième ordre en fonction de l'énergie maximum dans une seule voie du calorimètre hadronique (unités en GeV).

Il semble donc que la pondération polynomiale a permis de corriger l'effet de l'excès de charge dû à la composante π^0 . Pour l'instant, il est simplement possible de constater que les corrections polynomiales Q^3 permettent:

- d'améliorer le rapport e/π qui devient sensiblement égal à 1 (calorimètre compensateur)
- d'améliorer la résolution en énergie
- la résolution se rapproche d'une loi en $1/\sqrt{E}$ avec l'énergie incidente
- les distributions d'énergies reconstruites sont gaussiennes.

iv) Une autre technique de pondération

Les corrections polynomiales d'ordre M de la charge permettent de corriger la charge mesurée d'un terme proportionnel à cette charge à la puissance M . Cette correction apporte une information supplémentaire à la charge avec pour conséquence une meilleure résolution.

L'étude aux différents ordres de corrections a permis de montrer que les termes d'ordre supérieur à Q^3 limitent la correction (les coefficients de Q^3 et Q^4 sont négatifs, tandis que ceux de Q^2 et Q^5 sont positifs). De plus, les corrections Q^4 et Q^5 n'apportent pas d'amélioration sensible.

Une méthode de pondération équivalente, en ce sens qu'elle limite aussi les termes de corrections d'ordre deux mais de manière discontinue, a été utilisée (ref. 53 et 54) pour optimiser la résolution en énergie. Pour chaque événement, l'énergie pondérée a été estimée de la manière suivante:

$$E_Q^E = \sum_{I=1}^{240} E_I (1 - \eta_E E_I)$$

Indice i des voies électroniques de la partie électromagnétique:

$$E_P^h = \sum_{j=1}^{240} E_j (1 - \eta_H E_j)$$

Indice j des voies électroniques de la partie hadronique.

Avec $E_i = C_E Q_i$ et $E_j = C_H Q_j$ où C_E et C_H sont les coefficients de calibration calculés sans pondération. Les corrections sont limitées à C_E^{\min} et C_H^{\min} :

$$(1 - \eta_E E_i) \geq C_E^{\min} \text{ et } (1 - \eta_H E_j) \geq C_H^{\min}$$

Ces corrections qui sont des corrections polynomiales d'ordres 2 sont donc limitées de manière discontinue par les paramètres constants C^{\min} . Enfin pour compenser la réduction d'énergie due à la pondération, de manière à avoir $\langle E_P^h \rangle = E_D$, il faut écrire l'énergie pondérée totale:

$$E_P = \frac{\langle E_e \rangle}{\langle E_P^e \rangle} E_P^e + \frac{\langle E^h \rangle}{\langle E_P^h \rangle} E_P^h$$

avec en tout six paramètres, C_H^{\min} , C_E^{\min} , η_E , η_H et les paramètres de compensateur $\langle E_p^e \rangle / \langle E_p^e \rangle$ et $\langle E_p^h \rangle / \langle E_p^h \rangle$, qu'il faut déterminer à partir des conditions suivantes:

- $\langle E_Q \rangle = E_b$
 - la largeur de distribution est minimum
 - les électrons et les pions ont la même réponse, on impose $e/\pi = 1$.
- Ces corrections permettent d'aboutir aux résolutions de la référence 2.

énergie incidente en GeV	30	50	170	230
résolution	48.7 %	50.2 %	55 %	54.5 %

Avec un rapport $e/\pi = 1$. Ces corrections d'ordre 2 limitées de manière discontinue à C_{\min} nécessitent le même nombre de paramètres à déterminer que les corrections Q^1 précédentes.

Dans la correction Q^1 les termes Q^1 limitent la correction de manière continue et de plus on n'impose pas la contrainte $e/\pi = 1$ de manière explicite.

Le calorimètre hadronique utilisée pour obtenir jusqu'ici tous les résultats sur la pondération est un calorimètre Cu/argon liquide avec une cellule dont la structure est décrite dans le chapitre précédent. Ce calorimètre n'est pas comparable au futur calorimètre hadronique de H1 en ce sens que le matériau absorbeur sera de l'acier avec une structure en cellules indépendantes (chapitre 2). Dans le paragraphe suivant on effectue les pondérations polynomiales Q^1 et Q^2 sur les données pions de août 1987 avec la quatrième configuration de calorimètre (chap 4) où le calorimètre hadronique est cette fois un calorimètre Fer/argon liquide avec une structure en cellules indépendante semblable à la version finale du calorimètre hadronique de H1 (chapitre 2 et 4)

c) Le calorimètre hadronique version B

i) Les pondérations polynomiales

Comme on vient de le signaler, cette version de calorimètre est semblable à la version finale du futur calorimètre de hadronique de H1. Les pondérations polynomiales Q^1 et Q^2 vont être étudiées avec les données de pions d'août 1987 prises aux énergies de faisceaux suivantes, 15, 20, 30, 40, 50 et 80 GeV. Les conditions de déclenchement de l'appareillage sont les mêmes que celles utilisées pour les données de pions précédentes. Les sélections sur les chambres, les compteurs VM et M2 ont été effectuées. La sélection sur le mur de compteurs M_1 a été rétablie car le Tail catcher de la version A se trouve à nouveau dans le cryostat. Ce tail catcher va permettre de traiter les événements de deux manières différentes.

Une première manière lorsque les événements sont complètement contenus. En effet, Pour assurer le bon contenu des événements, c'est à dire des gerbes hadroniques dans les calorimètres électromagnétique et hadronique, on effectue une sélection supplémentaire sur les événements à l'aide du Tail catcher. Les événements qui déposent plus de 1 à 2 % de la charge totale dans le dernier segment du Tail catcher sont rejetés. La fraction d'événements rejetés après cette sélection est donnée dans le tableau suivant:

énergie incidente (GeV)	15	20	30	40	50	80
fraction rejetée	2.3 %	3.3 %	8.7 %	10.3 %	13.5 %	36 %

La charge mesurée dans le premier segment du Tail catcher est additionnée à la charge mesurée dans le calorimètre hadronique.

Une deuxième manière lorsque les événements ne sont pas contenu. Aucune sélection supplémentaire n'est effectuée dans le Tail catcher et l'énergie est estimée à partir de ces trois modules de calorimètre.

La suppression du bruit électronique a été utilisée et aucune correction de diaphonie n'a été nécessaire car on n'a pas observé de phénomène de diaphonie pendant cette période.

La technique utilisé pour calculer l'énergie sans pondération et avec pondération π^0 est la même que celle utilisée précédemment. Pour les événements contenus:

sans pondération

$$E_r^h = c_E \sum_{i=1}^{192} Q_i^e + c_H \sum_{j=1}^{200} Q_j^h$$

avec pondération Q^2

$$E_{pr}^h = a_1^e \sum_{i=1}^{192} Q_i^e + a_2^e \sum_{i=1}^{192} Q_i^{e^2} + a_1^h \sum_{j=1}^{200} Q_j^h + a_2^h \sum_{j=1}^{200} Q_j^{h^2}$$

on n'écrit pas le polynome en Q^2 de la pondération Q^2 .

Comme d'habitude, i correspond aux voies électroniques électromagnétiques et j aux voies électroniques hadronique.

Pour les événements non contenus les énergies s'écrivent:

sans pondération

$$E_{ct}^h = c_E \sum_{i=1}^{192} Q_i^e + c_H \sum_{j=1}^{160} Q_j^h + c_{Tc} \sum_{k=1}^{80} Q_k^{Tc}$$

avec pondération. Q^2

$$\begin{aligned} E_{pr}^h = & a_1^e \sum_{i=1}^{192} Q_i^{e^2} + a_2^e \sum_{i=1}^{192} Q_i^{e^2} \\ & + a_1^h \sum_{j=1}^{160} Q_j^h + a_2^h \sum_{j=1}^{160} Q_j^{h^2} \\ & + a_1^{Tc} \sum_{k=1}^{80} Q_k^{Tc} + a_2^{Tc} \sum_{k=1}^{80} Q_k^{Tc^2} \end{aligned}$$

On n'écrit pas non plus les corrections Q^2 explicitement, l'indice k correspond ici aux 80 voies électroniques du Tail catcher (version A). Les coefficients de calibration pour calculer l'énergie sans pondération portés sur le tableau de l'appendice. pour les événements contenus et non contenus. Les coefficients de la calibration pour la partie hadronique (version B) sont plus grands que ces mêmes coefficients pour la partie hadronique de la version A ceci est dû à la nature de l'absorbeur et aux fractions de sampling différentes. Pour déterminer les coefficients {c} et {a} les mêmes techniques d'inversion de matrice décrites dans les paragraphes précédents sont utilisées. L'évolution de ces coefficients avec l'énergie incidente est portée sur les figures de l'appendice. Lorsque les coefficients ne sont pas constants avec l'énergie incidente on ajuste des fonctions K/E^n qui minimisent le χ^2 . Les valeurs du paramètre K sont portées dans les tableaux de l'appendice. Les coefficients des puissances paires de la charge sont tous négatifs, les coefficients de puissances impaires sont tous positifs.

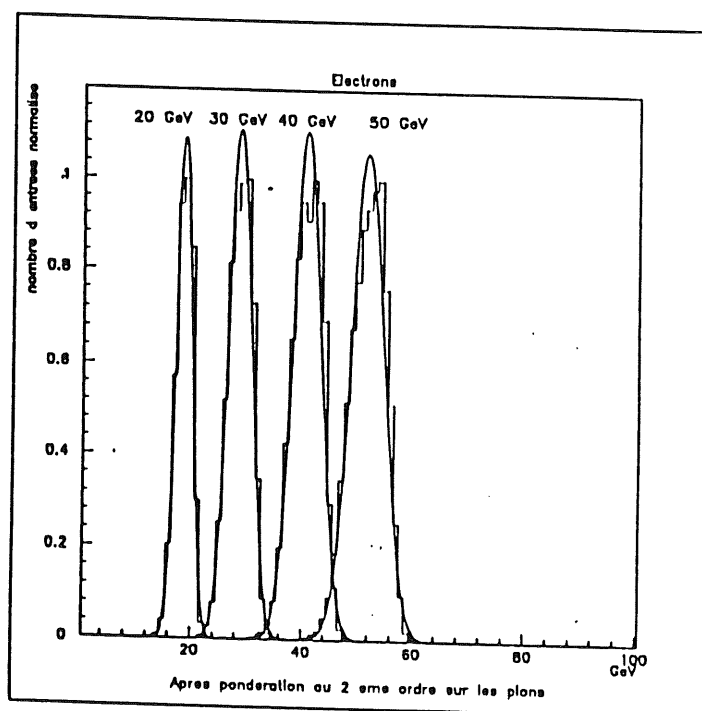
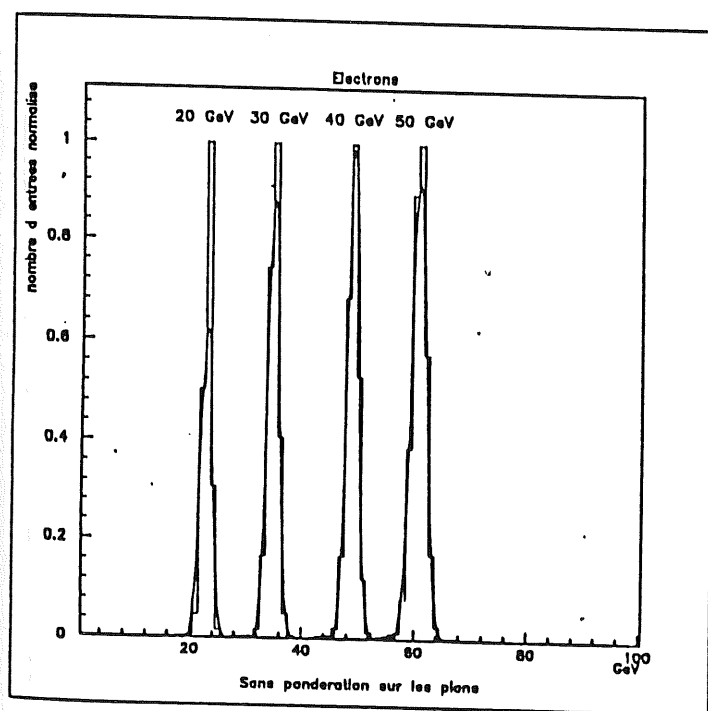
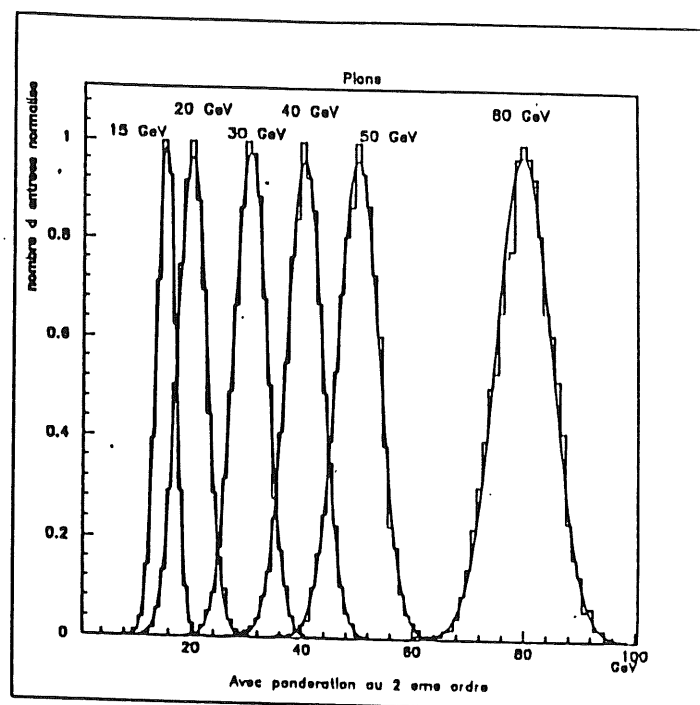
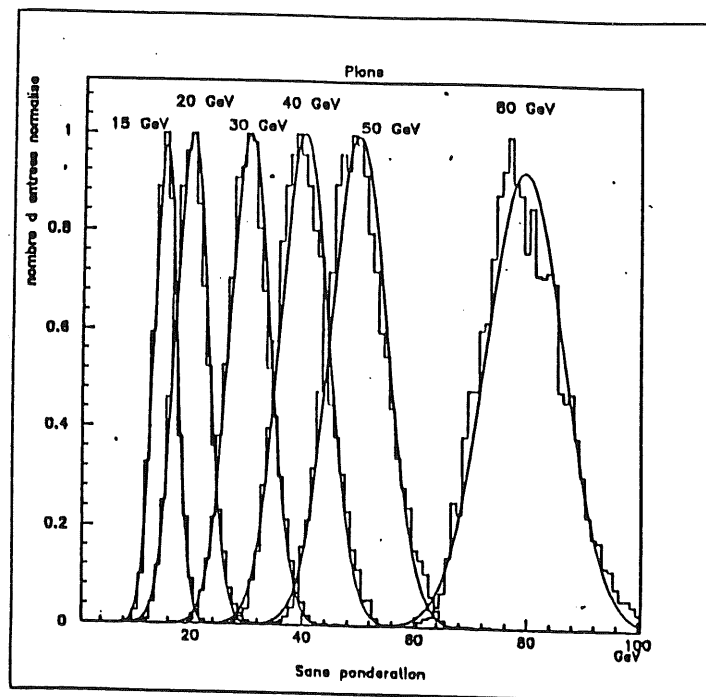


Figure 72. Distributions d'énergies sans pondération et avec pondération au deuxième ordre pour les événements contenus des calorimètres de tests de la quatrième configuration (CE version B, CH version B). Les distributions d'énergies pour les électrons sont aussi représentées.

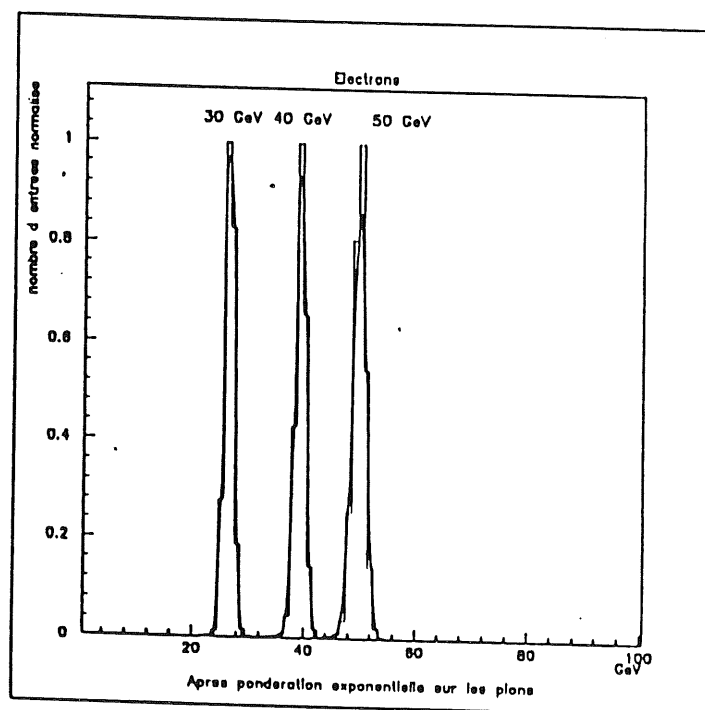
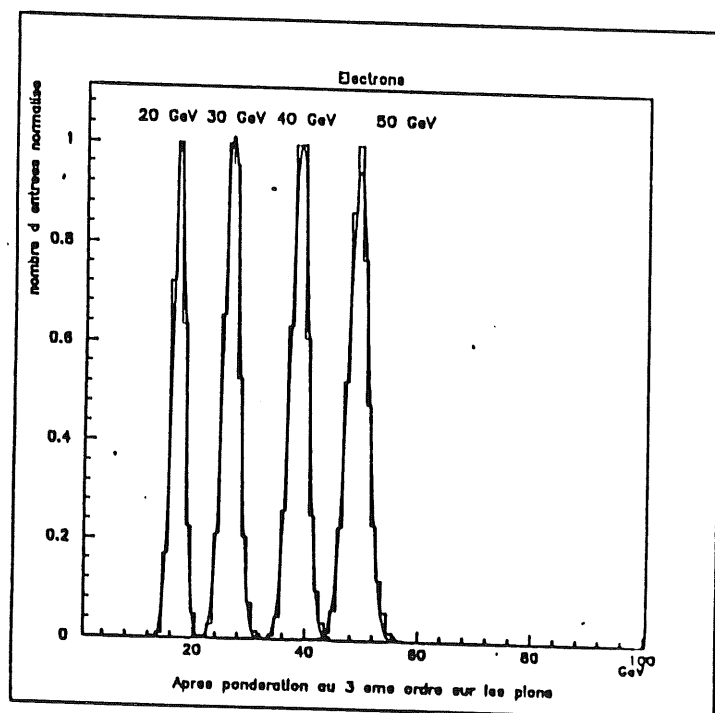
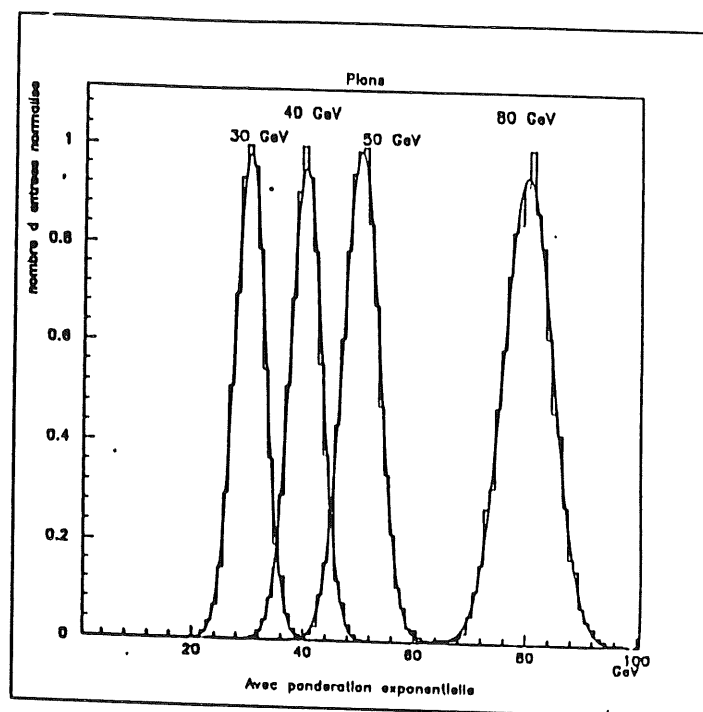
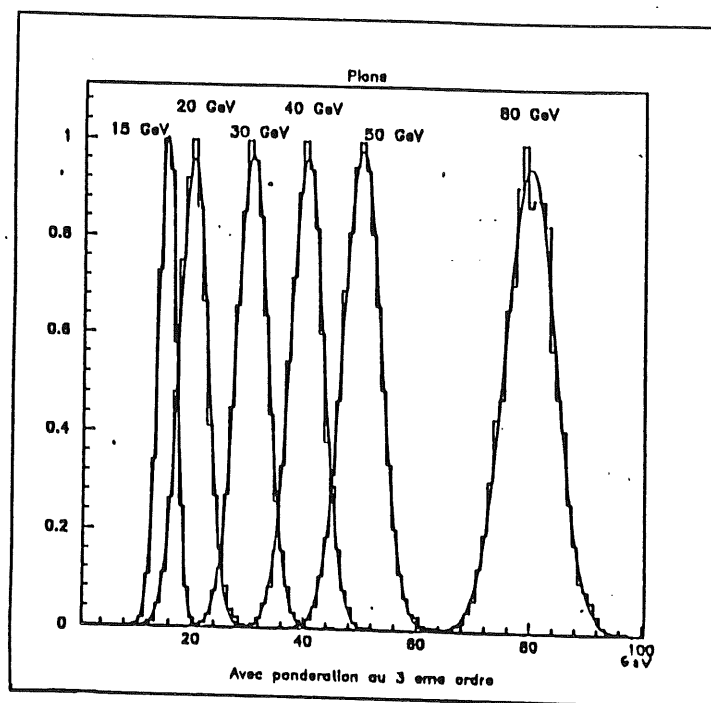


Figure 73. Distributions d'énergies avec pondération au troisième ordre et avec pondération exponentielle (voir paragraphes suivants) pour les événements contenus des calorimètres de tests de la quatrième configuration (CE version B, CH version B). Les distributions d'énergies pour les électrons sont

aussi représentées.

Les coefficients $\{c\}$ et $\{a\}$ permettent de reconstruire les énergies incidentes des pions (Figure 72, page 200 et Figure 73, page 201)

- les distributions d'énergies reconstruites obtenues sans pondération ne sont pas tout à fait gaussiennes, il y a un excès dans les grandes énergies (Figure 72, page 200 et Figure 73, page 201)
- après correction de ces grandes charges [pondération] les distributions en énergies deviennent gaussiennes

Ces distributions font l'objet de la technique d'ajustement gaussien pour extraire les énergies reconstruites moyennes et les résolutions. De même, Les coefficients $\{c_p\}$ et $\{a^e\}$ permettent de reconstruire les énergies des électrons et par les méthodes décrites dans les paragraphes précédents, on peut en déduire les valeurs du rapport e/π . Dans les tableaux () on porte les résultats obtenus (les énergies sont en GeV).

événements contenus	15	20	30	40	50	80
sans pondération						
$\langle E_{cr}^h \rangle$	14.679	19.523	29.563	39.532	49.364	79.328
$\sigma / \langle E_{cr}^h \rangle$	0.1433	0.1495	0.1192	0.1069	0.0999	0.0877
$\sigma / \langle E_{cr}^h \rangle E_b^{1/2}$	55.5 %	66.9 %	65.32 %	67.63 %	70.65 %	78.47 %
e/π		1.14	1.16	1.21	1.21	1.15
corrections Q^2						
$\langle E_{cr}^h \rangle$	14.806	19.624	29.694	39.739	49.697	79.717
$\sigma / \langle E_{pr}^h \rangle$	0.1170	0.1331	0.0988	0.0808	0.0752	0.0617
$\sigma / \langle E_{pt}^h \rangle E_b^{1/2}$	45.34 %	59.53 %	54.13 %	51.11 %	53.22 %	55.24 %
e/π		0.92	0.59	1.006	1.025	0.89
corrections Q^3						
$\langle E_{pr}^h \rangle$	14.825	19.645	29.695	39.757	49.737	79.352
$\sigma / \langle E_{pr}^h \rangle$	0.1080	0.1277	0.0931	0.0730	0.6792	0.0554
$\sigma / \langle E_{pt}^h \rangle E_b^{1/2}$	41.84 %	57.13 %	51.01 %	46.21 %	48.06 %	49.60 %
e/π		0.85	0.88	1.95	1.97	0.97

la fonction $\frac{S}{E} = \sqrt{\frac{A^2}{E} + B^2}$ va permettre de paramétriser la dépendance

de la résolution en énergie des pions avec l'énergie incidente
(Figure 74, page 204 et Figure 75, page 205).

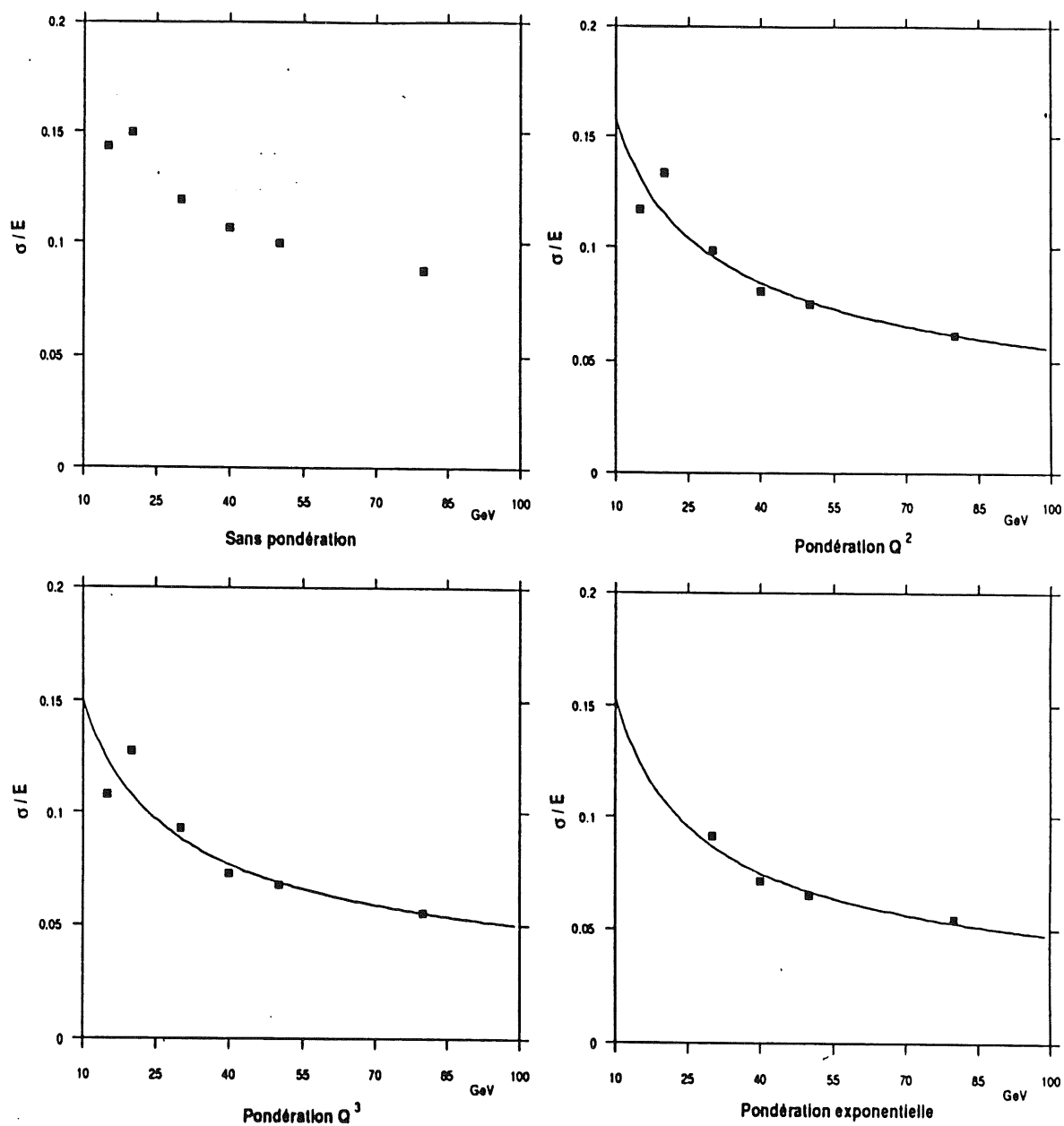


Figure 74. Résolutions en fonction de l'énergie incidente pour les événements contenus

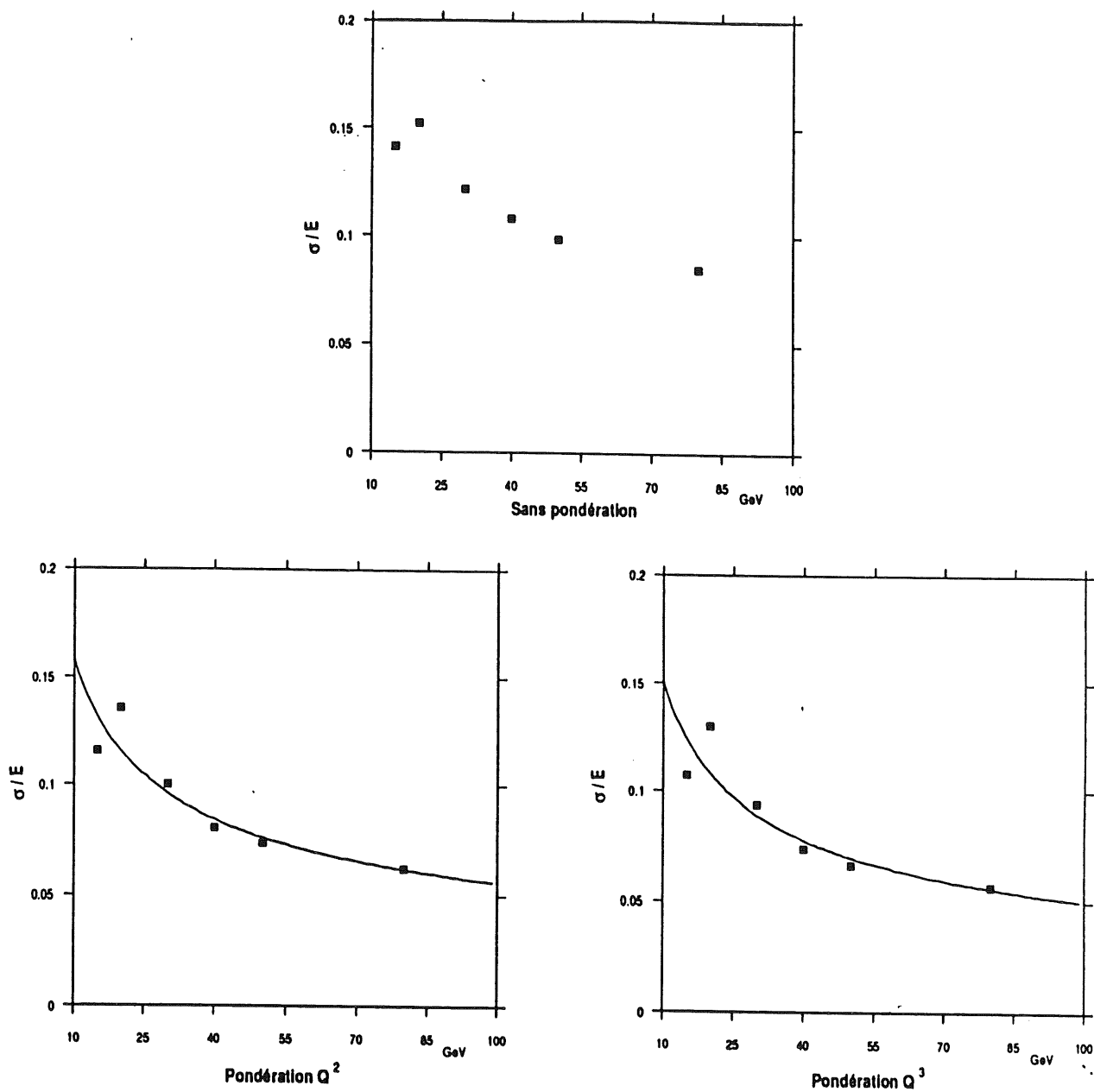


Figure 75. Résolutions en fonction de l'énergie incidente pour les évènements non contenus

Les paramètres A et B sont déterminés par un ajustement et on obtient pour les évènements contenus:

correction Q^2	A = 0.4791 \pm 0.0021 B = 0.0318 \pm 0.0082
correction Q^3	A = 0.4466 \pm 0.0019 B = 0.0244 \pm 0.0063

Pour les événements non contenus, ces paramètres sont:

correction Q^2	A = 0.4717 \pm 0.0019 B = 0.0328 \pm 0.082
correction Q^3	A = 0.4364 \pm 0.0012 B = 0.0279 \pm 0.0064

Ces résultats appellent les commentaires suivants:

- les énergies calibrées et pondérées des pions sont reconstruites à mieux de 1 à 2 %
- la correction Q^2 apporte une amélioration sur la résolution en énergie de l'ordre de 17 à 29 %
- la correction Q^3 apporte encore une amélioration sur la résolution de l'ordre de 4 à 10 %
- pour le rapport e/π la situation est un peu différente par rapport aux résultats des paragraphes précédents. Les rapports e/π sont ici plus faibles (~ 8 %). Les corrections Q^2 diminuent la valeur de ce rapport pour le rendre proche de 1 par valeurs inférieures, tandis que les corrections Q^3 rendent le calorimètre légèrement sur compensateur ($e/\pi < 1$).

Il faut rechercher l'explication de cet effet dans la nature du calorimètre (calorimètre mixte) et dans la manière de calculer les coefficients $\{a\}$, par intercalibration entre les deux calorimètres avec les données pions. En effet le calorimètre électromagnétique de la version B possède une fraction sampling de 0.161 et le calorimètre hadronique (version A pour cette période) une fraction de sampling de 0.09. Les coefficients $\{a\}$ dépendent de ces fractions de sampling mais ils sont calculés par intercalibration entre les deux calorimètres (méthode de calcul par une matrice de variance) ils sont donc sensibles à la différence de fraction de sampling entre les deux calorimètres électromagnétique et hadronique. Les coefficients $\{a\}$ sont utilisés dans le calcul des énergies reconstruites des données électrons puis du rapport e/π . Ces coefficients ont permis d'obtenir les résultats du tableau () pour cette période de prise de données.

Ici, le calorimètre électromagnétique est le même (version B) avec la même fraction de sampling mais le calorimètre hadronique a changé (version B) et possède une fraction de sampling de 0.045, soit la moitié de la fraction de sampling du précédent. Par conséquent, la différence de fraction de sampling

évènements non contenus	15	20	30	40	50	80
sans pondération						
$\langle E_{cr}^h \rangle$	14.745	19.813	29.512	39.486	49.343	79.338
$\sigma / \langle E_{cr}^h \rangle$	0.1413	0.1520	0.12176	0.108	0.0984	0.085289
$\sigma / \langle E_{cr}^h \rangle E_b^{1/2}$	54.75 %	68.01 %	66.69 %	68.33 %	60.59 %	76.28 %
e/π		1.13	1.16	1.20	1.21	
correction Q^2						
$\langle E_{pr}^h \rangle$	14.833	19.873	29.675	39.486	39.711	49.677
$\sigma / \langle E_{pr}^h \rangle$	0.1158	0.1357	0.10026	0.08059	0.0734	0.06208
$(\sigma / \langle E_{cr}^h \rangle) \cdot E_b$	44.87 %	60.70 %	54.91 %	50.97 %	51.95 %	55.57 %
e/π		0.92	0.93	1.002	1.001	
correction Q^3						
$\langle E_{pr}^h \rangle$	14.849	19.901	29.685	39.764	49.603	79.714
$\sigma / \langle E_{pr}^h \rangle$	0.10703	0.1302	0.09356	0.073571	0.06624	0.05648
$(\sigma / \langle E_{cr}^h \rangle) \cdot E_b$	41.45 %	58.24 %	51.24 %	46.53 %	46.84 %	50.52 %
e/π		0.84	0.86	0.95	0.96	

entre les deux calorimètres est plus grande. Les coefficients $[a]$ déterminés par intercalibration entre ces deux calorimètres avec les données pions seront sensibles à cette différence de même pour l'énergie des électrons, reconstruite avec les coefficients $\{a^e\}$ et donc le rapport e/h sera lui aussi sensible à cette différence.

Cet argument montre le défaut de la méthode utilisée pour estimer le rapport e/h dans un calorimètre mixte lorsque les différences de fractions de sampling entre les deux calorimètres sont trop importantes.

D'autre part, comme dans la pondération précédente, en utilisant les coefficients de pondération (déterminés à partir des pions) sur les électrons, la résolution des électrons se détériorent de plus de 20 % comme il possible aussi de le voir sur les Figure 72, page 200 et Figure 73, page 201.

Finalement, les résultats sur la résolution obtenue avec les évènements contenus sont comparables aux résultats sur la résolution obtenue avec les évènements non contenus, ceci pour chaque énergie incidente. Dans l'ajustement global de la résolution en fonction de l'énergie, La résolution obtenue avec

les événements non contenus est meilleure (de l'ordre de 1 %) que cette même résolution pour les événements contenus. Il semble donc que l'information apportée par le Tail catcher permet d'améliorer très légèrement la résolution en énergie pour les pions.

ii) Une mesure du rapport e/h intrinsèque

Les résultats de la configuration n° 3 où il n'y a pas de calorimètre électromagnétique (chap3) seront utilisés. En effet, les pions et les électrons entrent directement dans le calorimètre hadronique de la version B, On s'affranchit ainsi du caractère mixte du calorimètre et on accède directement aux rapports e/π en comparant directement les énergies reconstruites moyennes avec le même ensemble complet de coefficients déterminés à l'aide des données pions. La sélection des pions est celle utilisée pour les événements contenus. Les résultats sont portés dans le tableau .

	10 GeV	20 GeV	30 GeV	50 GeV	80 GeV
sans pondération	1.38	1.35	1.24	1.27	1.23
pondération Q^2	1.03	1.13	1.01	1.006	0.99
pondération Q^3	0.88	0.92	0.91	0.98	0.93

La Figure 76 représente la dépendance du rapport e/π en fonction de l'énergie incidente.

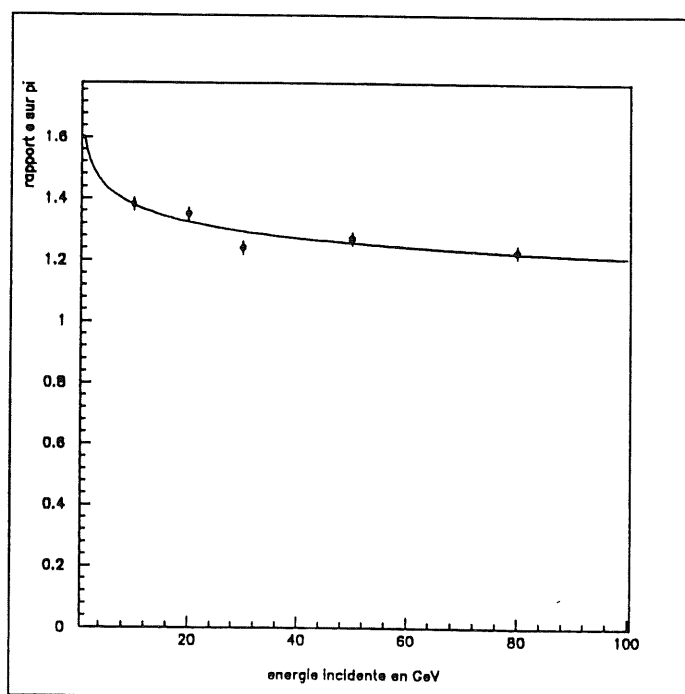


Figure 76. Evolution du rapport e/π en fonction de l'énergie incidente pour la configuration 3.

Or, le rapport e/π peut être relié au rapport e/π intrinsèque par la relation (chapitre 3):

$$\frac{e}{\pi} = \frac{(e/\pi)^{\text{int}}}{1 - \langle f_{\text{em}} \rangle (1 - (e/\pi)^{\text{int}})}.$$

Dans la référence (43), C. Fabjan a exprimé $\langle f_{\text{em}} \rangle$ de la manière suivante:

$$f_{\text{em}} = K \text{ Log } E \quad \text{avec } K = 0.11$$

En ajustant alors la fonction (ajustement à deux paramètres K et rapport e/π):

$$\frac{e}{\pi} = \frac{(e/\pi)^{\text{int}}}{1 - K \text{ Log } E (1 - (e/\pi)^{\text{int}})}.$$

sur la dépendance de la Figure 76, page 208, on trouve:

$$K = 0.11 \pm 0.01$$

$$(e/\pi)^{\text{int}} = 1.60 \pm 0.07$$

iii) Extrapolation et interpolation à des énergies inconnues

Les différentes paramétrisations des coefficients $\{a\}$ de la calibration et de pondération des corrections Q^2 et Q^3 (en appendice) permettent d'extrapoler et d'interpoler les valeurs de ces coefficients pour des énergies incidentes inconnues ce qui sera le cas dans H1.

En utilisant par exemple les événements contenus, on peut obtenir des énergies reconstruites correspondant aux énergies incidentes inconnues.

Pour étudier ces extrapolations on va utiliser deux énergies de faisceaux 10 et 25 GeV, qui n'ont pas été utilisées pour l'étude précédente de la résolution. On peut alors:

- interpoler les coefficients $\{a\}$ des ajustements pour l'énergie incidente 25 GeV, reconstruire l'énergie et mesurer la résolution
- extrapoler les coefficients $\{a\}$ des ajustements pour 120 et 10 GeV et aussi reconstruire l'énergie et mesurer la résolution.

L'énergie étant supposée inconnue, il faut alors:

- a) utiliser les coefficients $\{c\}$ de la calibration π pour avoir une première mesure de l'énergie
- b) extrapoler les coefficients $\{a\}$ à cette énergie pour reconstruire cette énergie en améliorant la résolution.

Les résultats obtenus à 25 GeV donnent:

interpolation à 25 GeV	sans pondération.	correction Q^2	correction Q^3
$\langle E_r^h \rangle$	24.999	24.946	25.080
$\sigma / \langle E_r^h \rangle$	0.1383	0.1206	0.1161
$(\sigma / \langle E_r^h \rangle) \cdot E_D^{1/2}$	69.19%	60.32%	58.08%

extrapolation	sans pondération	pondération Q^2	pondération Q^3
10 GeV $\langle E_r^h \rangle$	12.778	12.843	13.010

L'extrapolation entre deux points permet de reconstruire l'énergie à mieux de 1%. La résolution s'améliore de $\sim 13\%$ quand on considère l'énergie reconstruite après pondération Q^2 et encore de $\sim 4\%$ après la pondération Q^3 . Pour l'extrapolation à 10 GeV, les résultats sont moins bons. L'énergie n'est pas reconstruite à mieux de 1% mais seulement à mieux ~ 20 à 30% . Les extrapolations à des énergies incidentes supérieures à celles utilisées pour construire la paramétrisation (la plus grande énergie incidente utilisée est 80 GeV) ne permet pas de reconstruire l'énergie.

d) La pondération exponentielle

Les pondérations polynomiales permettent de corriger la charge mesurée par un terme proportionnel à cette charge élevée à une certaine puissance M égale à l'ordre de correction (égal au degré du polynôme de pondération). Les excès de charge sont d'autant plus corrigés qu'ils sont importants. Puisque la composante π^0 de la gerbe hadronique est responsable d'un excès de charge, alors les pondérations polynomiales permettent de les corriger. Malheureusement le lien entre ces fonctions de corrections polynomiales et la composante π^0 de la gerbe n'est pas complètement direct. Pour cette raison, il faut rechercher des fonctions de corrections plus liées avec la physique du développement de la gerbe hadronique.

i) Un modèle physique grossier

L'énergie hadronique visible brute non pondérée pour un pion incident du faisceau peut s'écrire:

$$\begin{aligned} \text{énergie hadronique} = & (\text{énergie due à la composante em}) \\ & + \frac{e}{\pi} \quad (\text{énergie due à la composante ha}) \end{aligned}$$

La gerbe hadronique va faire l'objet des hypothèses grossières suivantes.

i) On suppose que les gerbes hadroniques contiennent surtout des π^0 , π^+ et π^- , les autres hadrons chargés de la gerbe seront assimilés à des π chargés. L'énergie invisible due aux neutrons et à l'énergie cinétique de recul des noyaux de l'absorbeur contribue au rapport e/π .

ii) On suppose qu'à chaque interaction de pion chargé $1/3 \pi^0$, $1/3 \pi^+$ et $1/3 \pi^-$ sont produits et que la gerbe se développe avec n interactions (Figure 77).

iii) On suppose que la composante purement hadronique est due aux π chargés. Par conséquent pour n interactions, on aura une fraction de $(2/3)^n \pi$ chargés.

iv) la composante e est due aux π^0 . La fraction de π^0 créées est de $1 - (2/3)^n$

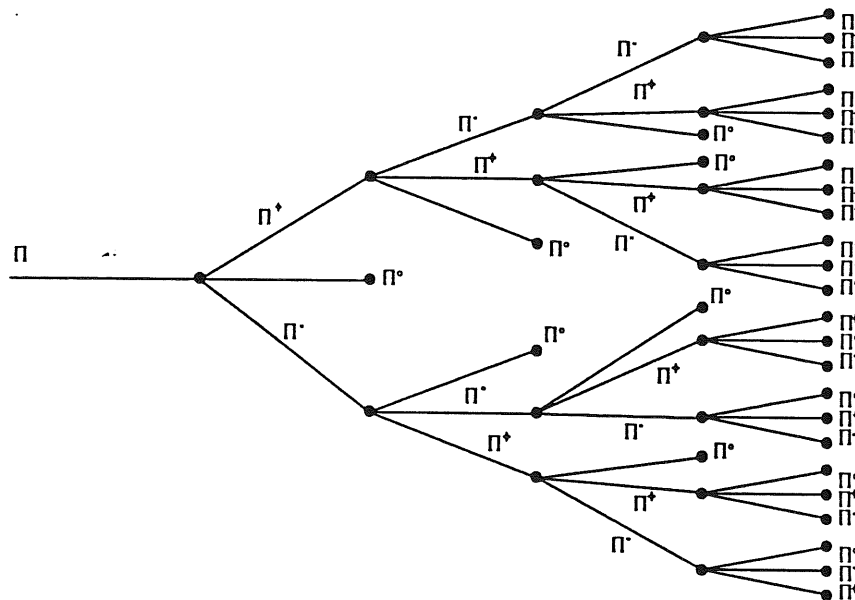


Figure 77. Modèle grossier de développement de la gerbe hadronique

L'énergie hadronique brute non pondérée s'écrit alors:

$$E_{\text{brute}} = K \cdot Q \cdot \left[1 - \left[\frac{2}{3} \right]^n + \frac{e}{\pi} \left[\frac{2}{3} \right]^n \right]$$

Chaque particule engendre une charge Q dans le calorimètre, on fera alors l'hypothèse supplémentaire suivante:

$$n \sim Q$$

ce qui permet d'écrire:

$$\left[\frac{2}{3} \right]^n \sim e^{c Q}$$

où c est négatif. En posant $a = K$ et $b = \frac{e}{\pi} - 1$, on obtient l'énergie brute pondérée:

$$E_{\text{brute}} = a Q [1 + b e^{c Q}]$$

Jusqu'ici l'énergie sans pondération était écrite $E = C.Q$, où C est un certain coefficient de calibration. Cette manière de l'écrire ne tient pas compte des détails de la gerbe hadronique comme par exemple la composante π^0 . Les distributions d'énergie qui en découlent ne sont pas gaussiennes et contiennent un excès à grande énergie. On obtient des énergies reconstruites avec de mauvaises résolutions, un rapport $e/\pi > 1$. Maintenant, en tenant compte de la composante π^0 et du fait que e/π puisse être différent de 1, les hypothèses précédentes permettent d'écrire:

$$C = a + a b e^{c Q}$$

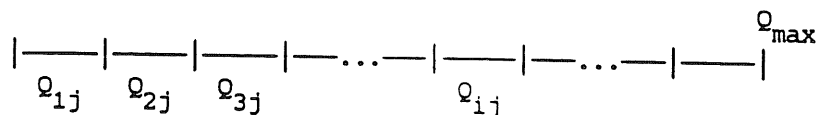
C'est à dire que si le détail de la gerbe hadronique est prise en compte, à l'aide de ce modèle grossier par exemple, alors les coefficients de calibration ont en réalité une dépendance exponentielle. Avec une description parfaite du développement de la gerbe hadronique, cette dépendance doit pouvoir s'exprimer à l'aide d'une fonction beaucoup plus précise.

Le fait que la constante de calibration n'est pas une fonction constante de la charge peut être mis en évidence avec les données. En effet, pour cette mise en évidence, on peut procéder de la manière suivante (en utilisant les événements contenus):

l'énergie mesurée s'écrira pour le $j^{\text{ème}}$ événements:

$$E_j^{\text{mesurée}} = \sum_{i=1}^n Q_{ij} \cdot C_i$$

où Q_{ij} représente la discrétisation de la charge mesurée et C_i les différents coefficients correspondant à chaque intervalle Q_{ij} :



Où $i = 1, \dots, N$ représente le nombre de pas de Q ainsi construit et Q_{max} la charge totale maximum mesurée dans chaque calorimètre. Q_{ij} est donc la charge totale mesurée dans le calorimètre, dans le pas i pour l'événement j . La largeur d'un pas s'exprime en fonction de la charge maximale mesurée dans chacun des calorimètres $\Delta Q = Q_{\text{max}}/N$, C_i représente alors le coefficient de calibration de la charge Q mesurée dans le pas i . Le nombre de coefficients est égal au nombre de pas = N .

Le calcul des coefficients de calibration se fait toujours à l'aide des processus décrits dans les paragraphes précédents à savoir, une minimisation de la largeur de la distribution en énergie reconstruite avec la contrainte que l'énergie reconstruite moyenne doit être égale à l'énergie incidente. on se retrouve avec un système de N équations à N inconnues transposable en une équation matricielle avec une matrice symétrique $N \times N$ qu'il suffit d'inverser pour obtenir les C_i .

La Figure 78, page 214, montre la valeur des coefficients C_i en fonction de la charge Q_i de chaque pas i . Comme attendu, les coefficients de calibration ne sont pas constants avec la charge. Les petites charges sont dues à la composante purement hadronique de la gerbe avec en conséquence des constantes de calibration grandes alors que les grandes charges sont dues surtout à la composante électromagnétique de la gerbe, les constantes de calibration sont alors moins grandes et restent constantes. Ce dernier point montre que les corrections apportées par une future pondération peuvent être limitées au delà d'un seuil de charge. Ceci peut être fait avec une coupure par un terme constant où avec une fonction continue (polynomiale ou exponentielle).

Sur ces dépendances, on ajuste des fonctions exponentielles $a + b \exp CQ_i$ qui permettent de paramétriser la décroissance.

Pour réaliser ces ajustements, les coefficients a et b sont maintenus constants et seuls les coefficients c , faisant partie du terme exponentiel, sont laissés libres et sont déterminés par l'ajustement. Par la suite les coefficients a et b seront ajustés par minimisation habituelle de la résolution. Les valeurs des paramètres c sont portés dans le tableau de l'appendice.

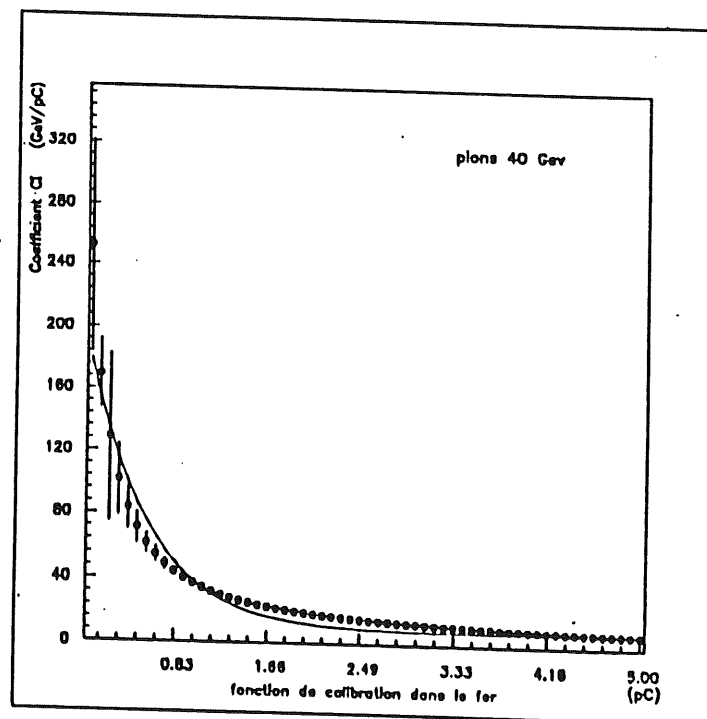
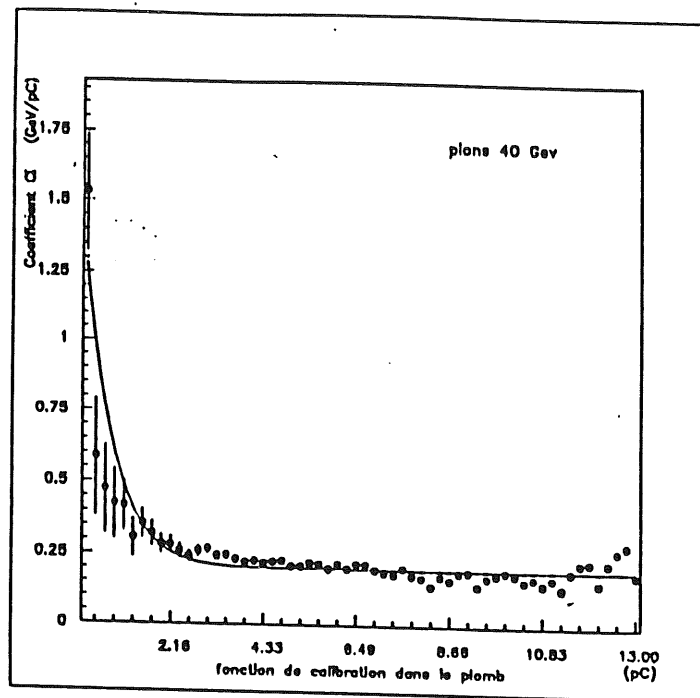


Figure 78. Les fonctions de calibration à 40 GeV.

ii) La pondération exponentielle

Les données suggèrent donc une dépendance exponentielle des coefficients de calibration avec la charge. L'argument physique précédent appuie cette idée et suggère la forme simple $a + b cQ$. Cet argument ne reflète certainement pas toute la réalité des phénomènes d'une gerbe mais il confirme l'idée de pondération exponentielle.

Pour tenir compte de cette décroissance exponentielle dans les coefficients C_i de calibration, on effectue une pondération de la charge mesurée par une fraction de cette charge possédant ce comportement en décroissance exponentielle. Cette pondération tient plus compte du détail de la gerbe hadronique, elle devient une "prise en considération des phénomènes" plus qu'une pondération proprement dite.

Au lieu d'écrire une énergie reconstruite $E = C_E Q_E + C_H Q_H$ on écrit une énergie reconstruite pondérée directement de la manière suivante:

$$E_{rp}^h = a_1^e Q^e + b_1^e Q^e \exp c_1 Q^e \\ + a_1^h Q^h + b_1^h Q^h \exp c_2 Q^h$$

qu'on peut écrire

$$E_{rp}^h = \underbrace{(a_1^e + b_1^e \exp c_1 Q^e) Q^e}_{C_E} + \underbrace{(a_1^h + b_1^h \exp c_2 Q^h) Q^h}_{C_H}$$

Puisqu'on tient compte de toutes les voies électroniques individuelles cette pondération s'écrit:

$$E_{rp}^h = a_1^e \sum_{i=1}^{192} Q_i^e + b_1^e \sum_{i=1}^{192} Q_i^e \exp c_1 Q_i^e \\ + a_1^h \sum_{j=1}^{200} Q_j^h + b_1^h \sum_{j=1}^{200} Q_j^h \exp c_2 Q_j^h$$

Les paramètres c_1 et c_2 sont ceux qui ont été déterminés par les ajustements $a + b \exp C Q$ des décroissances des coefficients C_i en fonction de chaque pas de Q_i . Ces paramètres sont repris pour le calcul de l'énergie pondérée car ils permettent de tenir compte de cette décroissance et donc d'effectuer une pondération plus liée à la physique du développement de la gerbe hadronique.

Les paramètres a et b sont à nouveau ajuster par la procédure de minimisation utilisée pour les pions tout au long ce chapitre avec les c_1 et c_2 déjà déterminés. En effet l'ajustement direct sur les courbes C_i ne tient pas compte des différents Q_i événements par événements et ayant maintenu a et b constant dans une première étape il faut maintenant optimiser leurs valeurs en minimisant la résolution. Les coefficients a et b de la partie électromagnétique et hadronique restent constant avec l'énergie incidente en première approximation. Dans la référence (ref. 55), une fonction $B_1 + B_2 \exp(-\alpha'Q) + B_3(-\beta'Q)$ a été ajusté sur les fonctions de calibration, et les coefficients de pondération B_1 , B_2 et B_3 ainsi que le coefficient β' restent constant avec l'énergie incidente.

énergie incidente	30	40	50	80
$\langle E_{Pr}^h \rangle$	29.71	39.79	49.75	79.77
$(\sigma/\langle E_{Pr}^h \rangle) E^{\frac{1}{2}}$	50.30 %	45.36 %	46.24 %	48.78 %
e/t	0.96	0.99	1.06	1.07

- Les énergies sont reconstruites à mieux de 1%

- Les résolutions sont comparables à celles obtenues avec la pondération polynominale Q^1 , elles sont mêmes sensiblement améliorées de 1 à 2% pour chaque énergie incidente individuelle.

Les rapports e/π sont proches de 1.

La dépendance des résolutions avec l'énergie incidente est représentée sur la Figure 79, page 217 et paramétrisée avec $(A/E+B)^1$: on obtient:

$$A = 0.4511 \pm 0.0024$$

$$B = 0.019 \pm 0.008$$

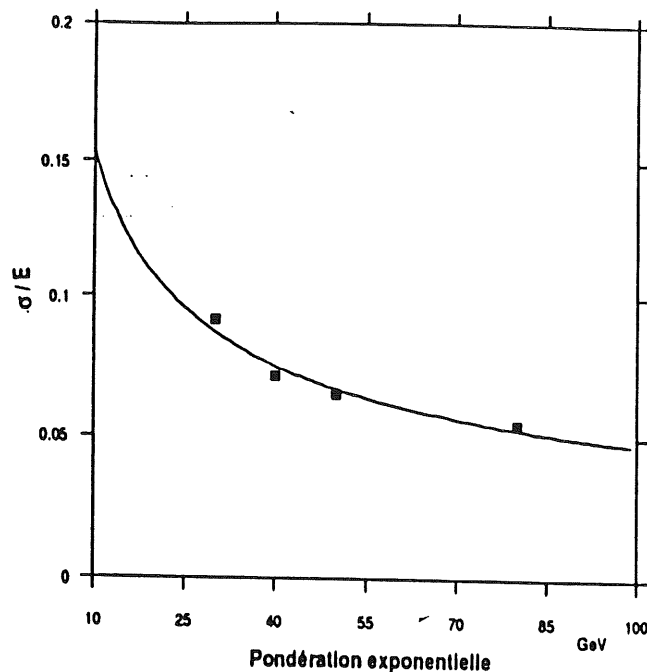


Figure 79. Résolution après pondération exponentielle

a) Discussion

Les coefficients C_i fonction de pas de Q_i représentent en fait les distributions $E(Q_i)/Q_i$ c'est-à-dire une fonction de calibration. (fonction (E/Q) de Q). Une dépendance $(a + b \exp cQ)$ peut être ajustée sur cette fonction de calibration extraite des données ce qui permet de faire le lien avec une hypothèse grossière physique de la gerbe hadronique. Il apparaît que l'existence de la composante électromagnétique de la gerbe hadronique est à l'origine de la forme de la fonction de calibration.

Autrement dit la méthode de pondération exponentielle peut reposer sur des arguments physiques. Il était aussi tout à fait possible de postuler a priori une correction exponentielle et de calculer les coefficients sans se soucier de toute assise physique. Quoi qu'il en soit, la forme de la fonction de calibration $E(Q_i)/Q_i$ qui, elle, est extraite des données favorise fortement l'approche de la pondération par une fonction exponentielle où à une combinaison de fonctions exponentielles. Elle montre qu'en fait le calcul de l'énergie hadronique n'est pas aussi simple qu'une simple relation linéaire le laissait supposer.

En effet cette relation linéaire $E = C Q$ est la méthode la simple et la plus rapide pour reconstruire l'énergie. Elle intègre en bloc tous les phénomènes inhérent à la gerbe hadronique et les problèmes liés à sa détection comme la non compensation et les distributions non gaussienne dues à un excès dans les grandes charges interprété comme provenant de la composante électromagnétique.

Cette méthode se révèle en fait trop brutale car elle ne tient pas compte du détail de la gerbe hadronique, en particulier de cette composante π^0 , seule

composante sur laquelle on peut espérer agir actuellement dans un calorimètre à Argon liquide.

Les dépendances E/Q en fonction de Q que la relation $E = C Q$ suppose a priori constante sont en fin de compte plus compliquées, comme le montrent les données.

La fonction exponentielle représente la meilleure approximation de la fonction de calibration expérimentale. La fonction constante $E = C Q$ ne représente qu'une approximation moyenne de la distribution totale $E(Q_i)/Q_i$. Les fonctions polynomiales en Q (correction $Q^2 \dots Q^3$) sont des fonctions approchées de la fonction de calibration. Sa forme est d'autant mieux reproduite que l'ordre du polynome augmente (lorsque l'ordre du polynome de correction augmente, la résolution en énergie et la valeur du rapport e/π atteignent des valeurs limites). Un développement de l'exponentielle dans les petites charges e^{CQ} permet de retrouver les corrections polynomiales. Le comportement des fonctions polynomiales d'ordre élevé reproduit bien la fonction de calibration pour les petites charges.

La fonction en Q^2 avec une coupure constante limitant la correction (pondération de la référence 53) reproduit de manière assez satisfaisante la fonction de calibration avec l'inconvénient d'introduire une discontinuité entre les petites charges et les grandes charges.

La fonction de calibration reste constante au delà d'un seuil en Q . Ceci suggère que les corrections apportées à la charge mesurée peuvent être limitées pour de grandes charges. Les pondérations exponentielles permettent naturellement de limiter ces corrections car pour de très grandes charges la fonction $a Q + b Q \exp(c Q)$ devient quasiment linéaire (c négatif) alors que la pondération Q^2 avec une coupure sur la correction pour de grande charge introduit une discontinuité. On peut remarquer que la pondération exponentielle est presque "tangente" à cette pondération Q^2 . Pour les pondérations polynomiales d'ordre supérieures à 2, ce sont les termes en Q^3 , qui vont limiter les corrections pour de grandes charges.

La Figure 81, page 219 montre ces différentes fonctions pour exprimer les dépendances entre E et Q . Les différentes pondérations (correction) apportent quelques déviations par rapport à la linéarité. Ceci dit la charge totale moyenne mesurée et l'énergie incidente ne sont pas liées de manière linéaire, il apparaît en effet déviations de l'ordre de 7 % à la linéarité (voir Figure 80, page 219).

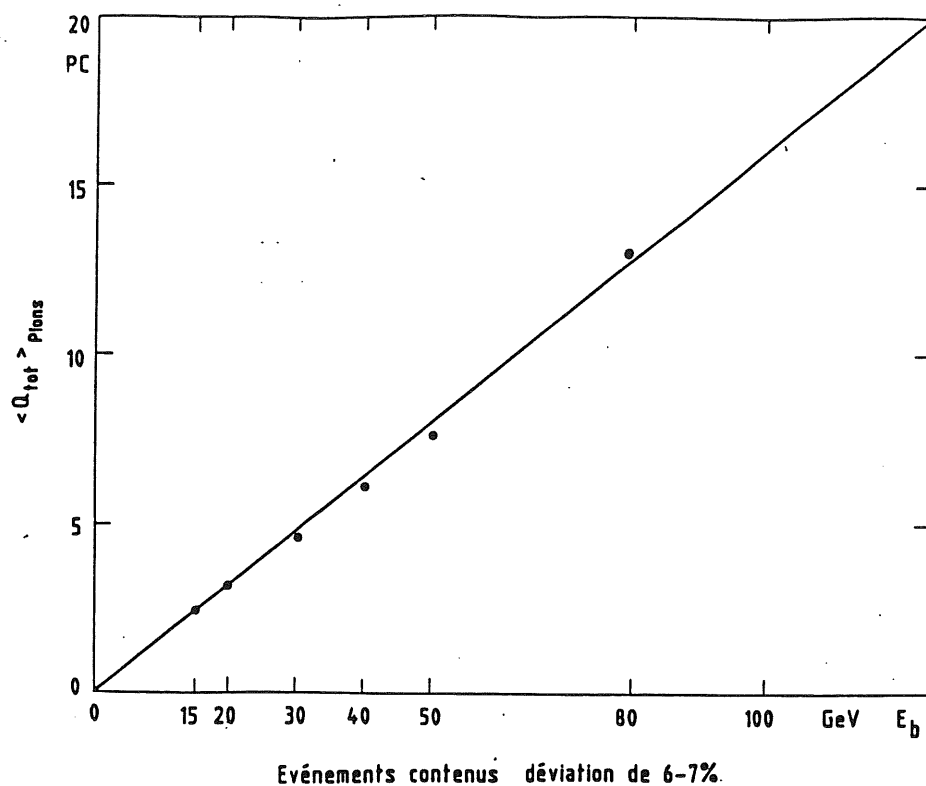


Figure 80. Charge totale moyenne en fonction de l'énergie incidente.

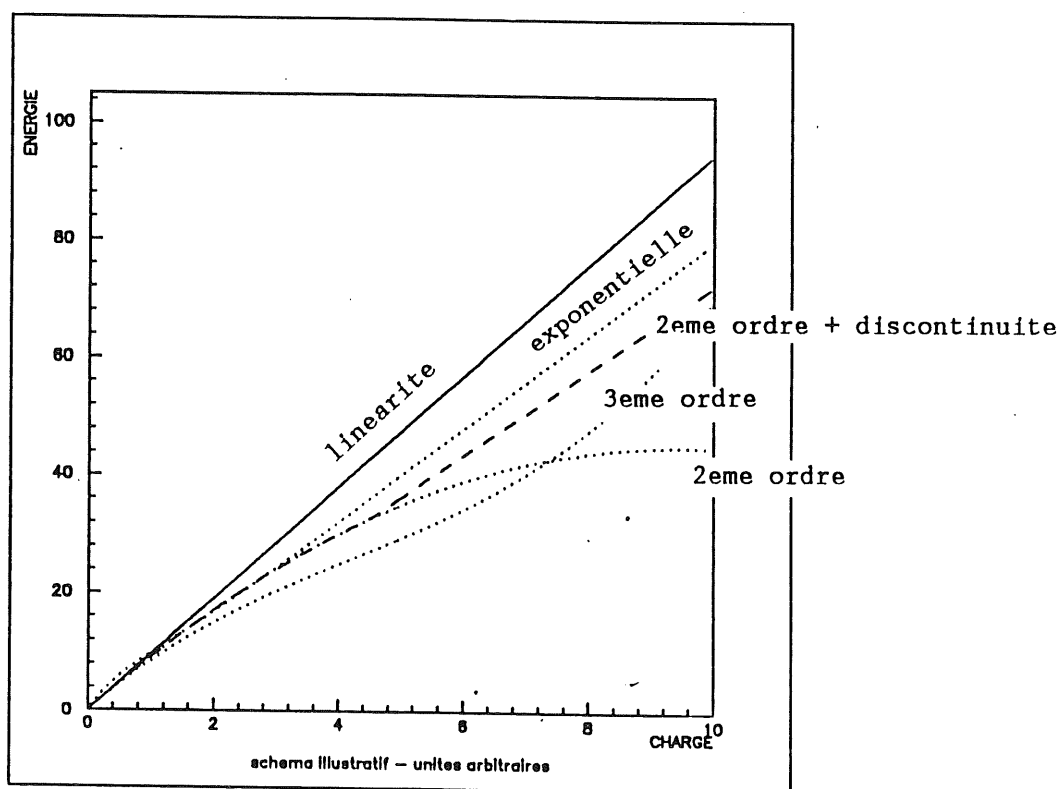


Figure 81. Fonctions $E(Q)$

La calibration de l'énergie hadronique dans un calorimètre à Argon liquide ne peut plus être complètement linéaire si on veut rendre celui-ci compensateur.

En exprimant l'énergie reconstruite en tenant compte de la fonction de calibration ou plus exactement de la forme exponentielle de la fonction de calibration, on effectue une pondération de la charge mesurée qui tient compte réellement des phénomènes inhérent à la gerbe hadronique. Ainsi si on écrit directement l'énergie reconstruite $E = aQ + bQ \exp cQ$ avec l'idée d'agir sur la composante π^0 (encore une fois, suggéré par la fonction de calibration plus les arguments physiques), on apporte à la relation linéaire $E = aQ$, un terme de correction $bQ \exp cQ$ dépendant de la charge mesurée.

On apporte aussi une information supplémentaire liée aux excès de grande charge dans les distributions ou encore une information liée à la composante π , ceci de manière directe. Cet apport d'information permet d'améliorer la qualité de la mesure en énergie, c'est à dire la résolution en énergie, et la compensation du calorimètre.

En exprimant les énergies reconstruites à partir d'une fonction polynomiale en $Q - E = aQ + bQ^2 + cQ^3 + \dots$ on apporte aussi de la même manière une information et on corrige aussi l'excès dans les grande charge.

Ces fonctions polynomiales, si elles permettent de corriger l'excès dans les grandes charges, ne reproduisent pas parfaitement la forme de la fonction de calibration. Elles permettent néanmoins de pondérer l'énergie et d'obtenir une bonne résolution et une bonne compensation.

Les fonctions polynomiales rendent seulement un peu moins bien compte des phénomènes dans la gerbe hadronique que les fonctions exponentielles qui semblent "plus liées" à l'existence de la composante π^0 .

Enfin en écrivant l'énergie reconstruite $E = cQ (1 - \eta Q)$ en limitant la correction de $(1 - \eta Q)$, la fonction de calibration est assez bien reproduite (Figure 81, page 219) mais d'une manière discontinue. La pondération de l'énergie consiste ici aussi à apporter une information supplémentaire à la calibration $\pi (E = cQ)$ liée à la composante π^0 et dépendant d'une fraction de la charge mesurée pour améliorer la mesure de l'énergie.

La pondération parfaite serait de trouver la fonction de calibration exacte qui tienne compte en même temps des données, c'est à dire de la fonction de calibration expérimentale liés aux paramètres mécaniques d'un calorimètre, et du détail des phénomènes se déroulant dans la gerbe hadronique à supposer que ceux-ci puissent être parfaitement quantifiés. Cette pondération permettrait de reconstruire au mieux les énergies avec les meilleurs valeurs possibles de la résolution et une compensation exacte.

f) Conclusion sur la pondération

Les méthodes de pondération sont des méthodes qui consistent à apporter à la mesure de la charge une information ou d'une correction dépendant de cette charge. Cette information supplémentaire permet de s'affranchir du problème due à la composante π^0 de la gerbe hadronique principale source de non compensation dans le calorimètre à argon liquide. Plusieurs techniques de pondérations ont été utilisées.

Les pondérations polynomiales Q^2 , Q^3 , Q^4 et Q^5 pour les données du calorimètre hadronique de la version A où il apparaît que les pondérations polynomiales Q^3 permettent:

- une bonne reconstruction de l'énergie moyenne $\sim 1 \%$ avec des distributions gaussiennes.
- une résolution en énergie de l'ordre de $\frac{49 \%}{\sqrt{E}}$
- un rapport $\frac{e}{\pi}$ proche de 1, c'est-à-dire une bonne compensation.

Les pondérations d'ordres à Q^3 supérieures n'améliorent plus la résolution en énergie de manière notable.

Pour les données du calorimètre de la version B, la pondération Q^3 permet d'obtenir une bonne reconstruction de l'énergie moyenne, une bonne compensation et les résultats suivants sur la résolution en énergie.

- une résolution en énergie de l'ordre de $\frac{45 \%}{\sqrt{E}}$ pour les
les évènements contenus.
- une résolution en énergie de l'ordre de $\frac{45 \%}{\sqrt{E}}$ pour les
évènements non contenus.

De plus d'un point de vue purement pratique la pondération polynomiale Q^3 présente les avantages suivants. il suffit de déterminer trois coefficients par calorimètre, le comportement de ces coefficients avec l'énergie est aisément quantifiable et finalement un coefficient reste constant avec l'énergie incidente, les deux autres coefficients ont des comportements simples avec l'énergie incidente. Ceci permet d'interpoler la mesure de l'énergie à des énergies inconnues. Un résultat à 25 GeV donne une énergie moyenne reconstruite à mieux de 1 % et une résolution de l'ordre de $58 \% / E^{1/2}$.

L'autre technique de pondération utilisée est une technique de pondération dite exponentielle.

Les pondérations exponentielles avec une seule fonction exponentielle par calorimètre permettent d'aboutir à un résultat comparable à celui des pondérations polynomiales Q^3 .

La pondération exponentielle est suggérée fortement par le comportement de la fonction de calibration extraite des données et par un argument grossier sur le développement de la gerbe hadronique. Le comportement exponentiel semble bien reproduire la fonction de calibration et en fin de compte le comportement due à la composante π^0 .

D'un point de vue pratique, trois coefficients par calorimètre doivent être déterminés et deux d'entre eux sont constant avec l'énergie incidente (voir Figure 110, page 312) ce qui constitue un avantage par rapport aux pondérations dites polynomiales. Seul le coefficient faisant partie du terme exponentiel possède des variations simples avec l'énergie incidente. Le choix d'une fonction de pondération plus compliquée avec une somme de deux fonction exponentielle (comme dans la ref. 55) permet trouver que trois coefficients (sur 8) ont des dépendances avec l'énergie incidente. La méthode de pondération exponentielle est meilleure que la méthode de pondération polynomiale car elle semble mieux rendre compte du développement de la gerbe hadronique.

Le nombre de coefficient de pondération qui varient avec l'énergie incidente est inférieur (un par calorimètre au lieu de 2). De plus comme on peut le voir sur la Figure 72, page 200 et la figure Figure 73, page 201, la résolution en énergie des électrons n'est pas détériorée (de moins de 5 % environ) comme elle l'est avec les pondérations polynomiales.

6 - La séparation e/π

a) Introduction

La présence d'un lepton dans l'état final ayant participé à l'interaction est une des caractéristiques systématiques des collisions électrons protons. Par conséquent, une bonne identification des électrons dans le calorimètre à argon liquide est une contrainte très forte autant pour tester le modèle standard que pour tester de nouveau domaine actuellement non standard. Une étude de Monte Carlo (ref. 60 et ref. 61 et 62) a montré qu'un calorimètre à Argon liquide permet une bonne séparation électrons/pions, supérieure à 10^3 , pour une efficacité de l'ordre de 98 % dans l'identification de l'électron.

La méthode utilisée, un test de χ^2 , est une méthode maintenant devenue standard (ref. 58 et 59) qui sera reprise ici pour l'étude expérimentale de la réjection e/π et qui sera décrite dans la suite du paragraphe. Cette étude commence par une mesure de la réjection e/π à plusieurs énergie incidente connue, ce qui va permettre dans la suite de paramétriser la matrice de covariance nécessaire au test de χ^2 en fonction de l'énergie incidente. Puis à partir de ces paramétrisations, on pourra étudier la réjection e/π à des énergies incidentes "inconnues". Un résultat à 25 GeV sera interpolé.

b) Le calorimètre et la sélection e des particules

La séparation électron pion dans l'argon liquide va être étudiée à partir des données prises au CERN en août 1987 ce qui correspond à la quatrième configuration de calorimètre. Cette étude n'est qu'une première approche à l'étude de la réjection e/π . En conséquence, seules l'information sur la mesure de la charge totale en (pC) et l'information sur les distributions de charge dans le calorimètre électromagnétique, uniquement, seront prises en considération. Il est clair que le travail d'identification des particules doit être fait avant les calibrations et/ou les pondérations. En effet, il faut d'abord identifier un pion pour ensuite utiliser les techniques de pondération de l'énergie. Quand des paramétrisations auront été établies, il faudra en fait d'abord mesurer l'énergie avec une première calibration, ensuite identifier les particules, puis finalement mesurer l'énergie à nouveau avec des techniques plus sophistiquées (pondérations pour les hadrons par exemple). C'est à dire que les procédures d'identification et de mesure de l'énergie devront subir une voir plusieurs itérations.

Le calorimètre électromagnétique (version B) de la quatrième configuration est décrit dans le chapitre 4. On rappelle juste que ce calorimètre au total de $26,2 X_0$ et $1,13 \lambda$ est divisé en quatre sections longitudinales $2,7 X_0$, $0,117 \lambda$ / $3,6 X_0$, $0,156 \lambda$ / $7,2 X_0$, $0,312 \lambda$ / $12,6 X_0$, $0,515 \lambda$ et que chaque section possède 48 voies électroniques dont seize qui correspondent aux seize petits pads ($3 \times 3 \text{ cm}^2$) centraux.

Cinq énergies de pions et d'électrons ont été utilisées: 10, 20, 30, 40 et 50 GeV. La sélection des électrons a été décrite dans les paragraphes précédents. Une sélection supplémentaire sur les deux Cedars a été exigée pour optimiser la définition des électrons du faisceau, elle consiste à demander la coïncidence de l'ensemble des huit photomultiplicateurs par Cedar (les conditions de déclenchements ne demande la coïncidence qu'entre six de ces photomultiplicateur). Enfin, seuls les seize petits pads centraux (3 cm x 3 cm) des plaques de lecture dans le calorimètre électromagnétique ont été pris en considération pour la mesure de la charge.

La sélection des hadrons est identique à la sélection des événements contenus décrites dans les paragraphes précédents.

Une sélection supplémentaire sur l'un des deux Cedars peut être demandée pour essayer d'optimiser la définition des pions sans trop diminuer la statistique. Deux ensembles de données de pions peuvent être alors utilisés:

- un premier ensemble où seul l'un des deux Cedars (C_2) est demandé en plus dans la sélection des pions
- un second ensemble où aucune sélection supplémentaire à l'aide des Cedars n'est demandée.

La sélection supplémentaire sur l'un des deux Cedars revient seulement à faire une sélection géométrique et n'enrichit pas le faisceau en pions. Comme on va le voir par la suite, la rejection e/π n'est pas modifiée par cette sélection supplémentaire, seule la statistique des pions changent. Les résultats obtenus sur la rejection e/π permettent de constater a posteriori que la pureté du faisceau de pions (à moins de 50 GeV) est bonne, moins de 1 électron pour 1000 pions. A 10 GeV, la statistique des pions chute et par conséquent cette énergie ne sera pas utilisée pour étudier la séparation e/π avec la méthode de profil (test de χ^2). Néanmoins la statistique sur les électrons est excellente et ceci permet d'utiliser cette énergie pour les paramétrisations des éléments de la matrice de covariance.

Une sélection supplémentaire sur les deux Cedars en même temps diminuerait de manière significative la statistique sur les pions (d'un facteur supérieur à 10) perturbant ainsi la mesure de la séparation e/π . Dans la suite on verra l'influence de la statistique des pions sur la séparation e/π . Pour les pions l'ensemble des 48 pads de chaque segment longitudinal du calorimètre électromagnétique est pris en considération pour la mesure de la charge. Dans le tableau suivant, on résume l'échantillon statistique obtenu pour les électrons et les pions après ces sélections.

énergie incidente	électrons	pions sans Cedar supplémentaire (6/8 des PM)	pions avec Cedar supplémentaire (8/8 des PM)
50 GeV	430	10780	3699
40 GeV	1443	9173	4025
30 GeV	1590	12591	5612
20 GeV	2372	13438	6772
10 GeV	5473	1570	813

Rappelons que pour étudier la réjection e/π , il faut définir les deux quantités suivantes:

- l'efficacité aux électrons, c'est-à-dire la probabilité d'identifier correctement un électron après avoir appliqué le critère d'identification
- la mauvaise identification des pions, c'est-à-dire la la probabilité d'identifier de manière incorrecte un pion comme étant un électron.

La combinaison de ces deux quantités donne le facteur de réjection T.

$$T = \frac{\text{efficacité aux électrons}}{\text{mauvaise identification des pions}}$$

c) Les méthodes de séparation e/π

a) La première méthode la plus grossière consiste à comparer les distributions de charge totale des pions et des électrons dans le calorimètre pour chaque énergie incidente. La Figure 82, page 225 représente des distributions à 40 GeV.

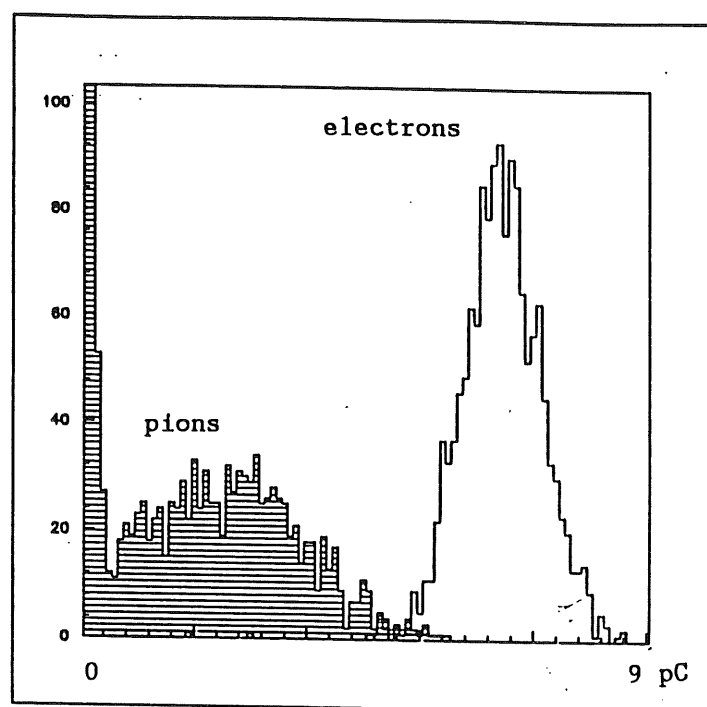


Figure 82. Distribution de charges à 40 GeV

Les électrons déposent pratiquement toute leur énergie dans le calorimètre électromagnétique alors que les pions ne déposent qu'une petite quantité de leur énergie (correspondant au premier λ). Pour tous les électrons d'une énergie incidente fixée, on calcule la charge totale moyenne $\langle Q_{em} \rangle$ en pC mesurée dans le calorimètre em. Evidemment, cette méthode suppose que l'énergie incidente soit connue a priori et elle ne sera pas utilisée pour l'interpolation à une énergie incidente "inconnue". Les résultats sont portés dans le tableau suivant:

électrons	$\langle Q_{em} \rangle$ pC	écarts types pC
50 GeV	14.663	0.2863
40 GeV	11.689	0.2682
30 GeV	8.5308	0.2229
20 GeV	5.4574	0.1736
10 GeV	2.9420	0.1316

Le critère grossier suivant pour distinguer les électrons des pions est alors construit, les particules qui satisfont la conditions:

$$(< Q_{em} > - 3 \sigma_{em}) < \text{charge mesurée dans em} < (< Q_{em} > + 3 \sigma_{em})$$

sont identifiées comme des électrons.

Les résultats sont portés dans le tableau suivant:

	électrons		pions mal identifiés			
énergie incidente	efficacité		sélection sans Cedar		sélection avec Cedar	
50 GeV	427	99.3 %	108	1 %	39	1 %
				T		T
				99		94
40	1427	98.2 %	129	1.4 %	70	55 1.3 %
30	1573	98.9 %	214	1.7 %	58	93 1.6 %
20	2343	98.8 %	353	2.6 %	38	173 2.5 %
10	5394	98.5 %	7	0.4 %	24	6 7.3 %

La statistique à 10 GeV étant très petite, le nombre de pions mal identifié est évidemment lui aussi très petit. A cause de cette statistique insuffisante sur les pions à 10 GeV, ces données ne seront pas utilisées pour l'étude de la réjection e/π à cette énergie avec la méthode de profil qui va être décrite dans la suite.

Pour des efficacités aux électrons supérieures à 98 % la réjection e/π reste inférieure à 10^2 . En conséquence, la comparaison des distributions de charge, coupures de charge, n'est pas à elle seule une méthode suffisante pour garantir une bonne réjection électron/pion.

Pour améliorer la réjection e/π , on utilise une méthode de test de χ^2 du profil des gerbes.

Cette méthode a été présentée et utilisée pour la première fois par Babaev et al (ref. 58) puis reprise par Engelmann et al. (ref. 59) et elle est connue comme une méthode d'inversion de matrice. Elle consiste à comparer la déposition d'énergie (mesure de charge) des gerbes individuelles avec une gerbe "moyenne" standard évaluée à partir d'un lot de gerbes engendrées par des électrons.

Cette méthode va maintenant être décrite et utilisée d'une manière semblable à l'approche de la référence (60). Le profil longitudinal et le profil latéral de la gerbe seront pris en considération. La bonne granularité (192 voies électroniques) du calorimètre électromagnétique du Test d'août 87 permet cette information sur le profil latéral.

Dans une première étape, le vecteur X suivant est construit:

$$\vec{X} = [x_{i=1...8}] \begin{bmatrix} Q_1 \\ \sigma_1 \\ Q_2 \\ \sigma_2 \\ \vdots \\ Q_4 \\ \sigma_4 \end{bmatrix}$$

Où les $Q_1, \dots, 4$ sont les charges totales mesurées dans chaque segment longitudinal du calorimètre électromagnétique. Les $\sigma_1, \dots, 4$ représentent la largeur spatial de la déposition de charge dans chacun des 4 segments longitudinaux du calorimètre électromagnétique, cette largeur s'écrit:

$$\sigma^2 = \frac{1}{\sum_m Q_m} \sum_m \left[(x_m - \langle x \rangle)^2 + (y_m - \langle y \rangle)^2 \right] Q_m$$

où $\langle x \rangle$ et $\langle y \rangle$ sont les valeurs moyennes pondérées des coordonnées des pads c'est-à-dire:

$$\langle x \rangle = \frac{1}{\sum_m Q_m} \sum_m x_m Q_m$$

Où m représente les voies électroniques prises en considération dans un segment individuel.

x_m et y_m sont les coordonnées du centre du pad de la voie m .

Ensuite, pour N événements, (particules) de même énergie incidente, on calcule la matrice de covariance M suivante:

$$M_{ij} = \frac{1}{N} \sum_{l=1}^N (x_l^i - \langle x_i \rangle) (x_l^j - \langle x_j \rangle)$$

Cette matrice "moyenne" permet de calculer pour chaque événement et pour une énergie incidente donnée, le paramètre scalaire ξ suivant:

$$\xi = \sum_{i,j} (x_i^1 - \langle x_i \rangle) H_{ij} (x_j^1 - \langle x_j \rangle)$$

Où H est la matrice inverse de M , $H=M^{-1}$

Pour le test de χ^2 que l'on construit ainsi il faut que les distributions des quantités contenues dans la matrice de covariance M soit gaussiennes.

En conséquence la matrice M n'est calculée qu'à partir des électrons et sera utilisée pour les électrons et les pions dans le calcul de ξ . Cette variable ξ se comporte comme une distribution de χ^2 pour les électrons et prend de grandes valeurs pour les pions. Elle permet de mesurer à quel point une gerbe ressemble à une gerbe électromagnétique moyenne standard dans son développement longitudinal et latéral pour une énergie incidente fixée. Pour les électrons, la distribution en ξ possède un pic étroit centré sur le nombre de degré de liberté qui est égal au rang de la matrice $M - 1 = 7$ alors que pour les pions ξ , prend de plus grandes valeurs (Figure 83, page 229).

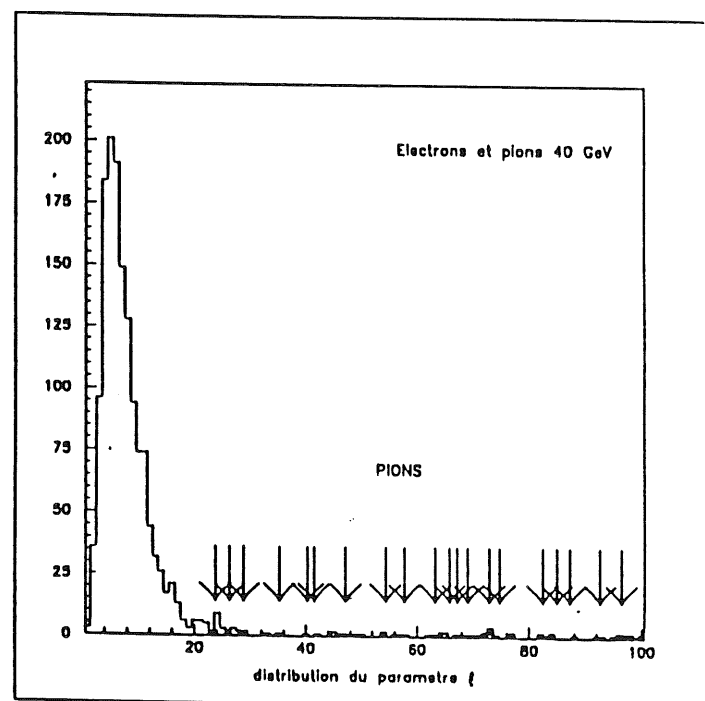
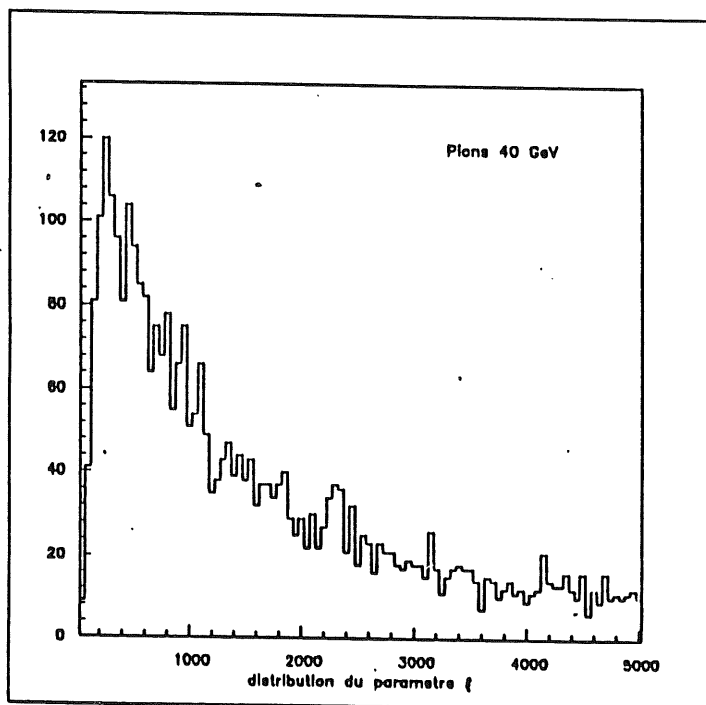
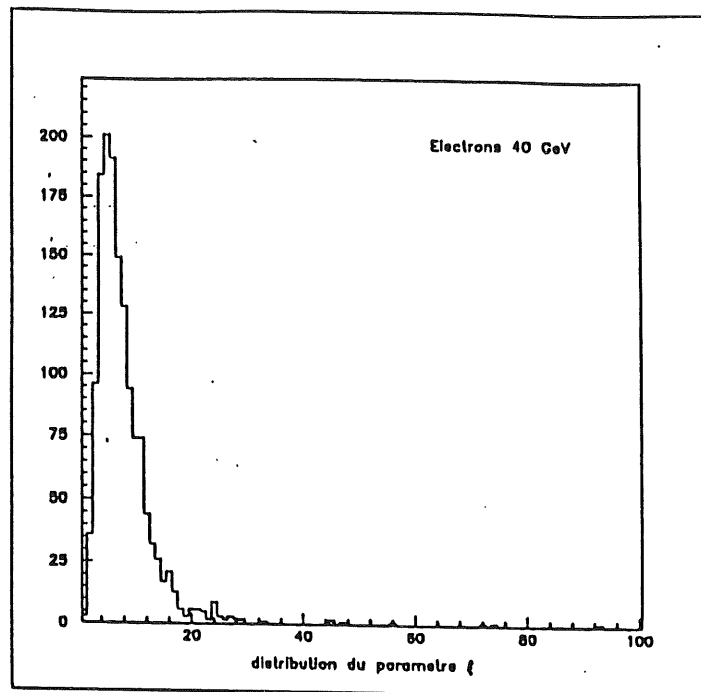


Figure 83. Distributions du paramètre ξ .

Ces distributions en ξ permettent de fabriquer un test de χ^2

$$\xi \leq \xi_{\max}$$

pour identifier les électrons et les pions.
Ce test en χ^2 peut aussi être combiné avec le critère sur la coupure grossière dans les distributions de charge précédente pour les électrons et les pions dans le calorimètre électromagnétique. La Figure 84, page 231 représente le facteur de réjection en fonction de l'efficacité aux électrons pour 20, 30, 40, et 50 GeV.

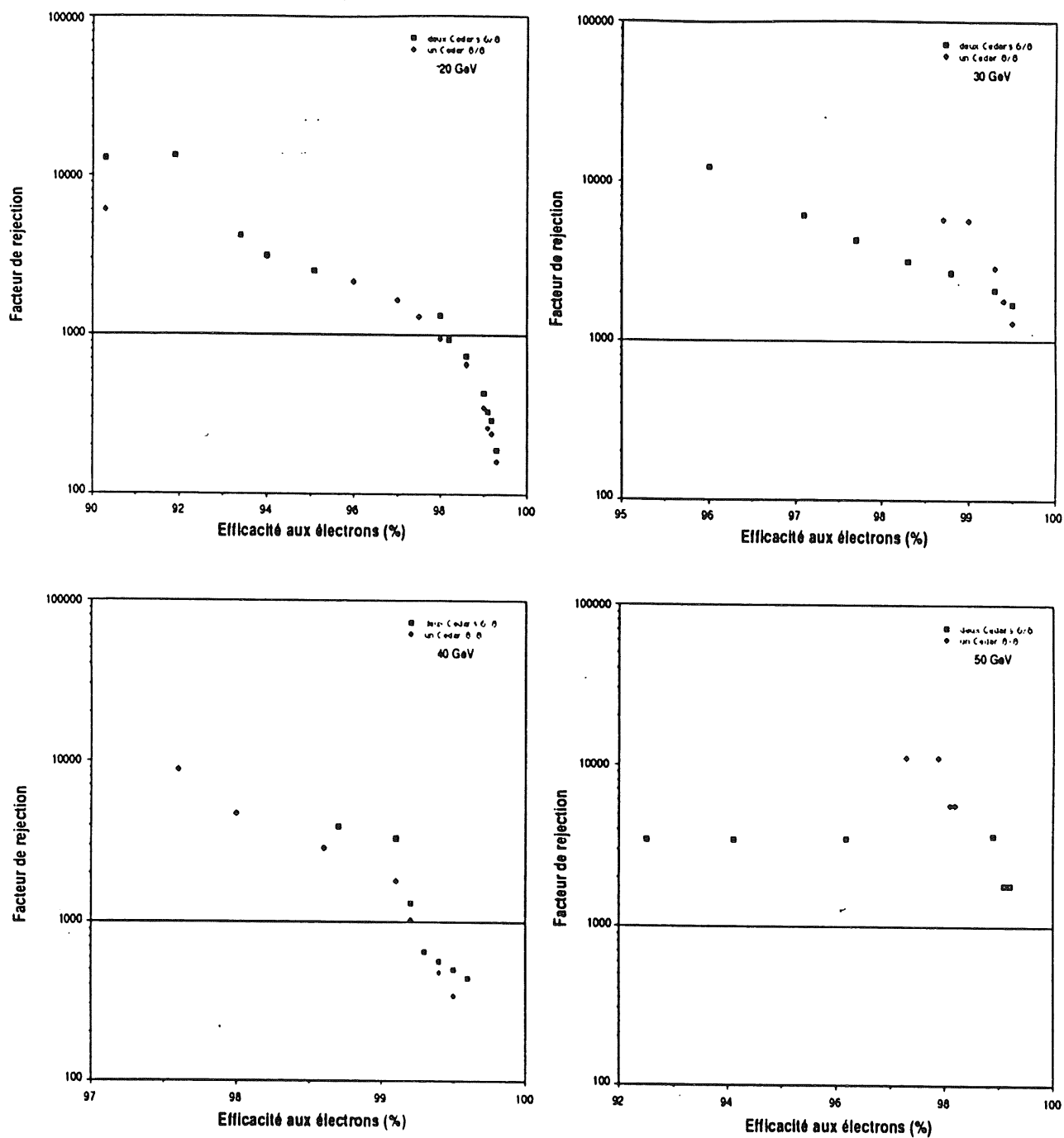


Figure 84. Le facteur de réjection en fonction de l'efficacité aux électrons.

Il est alors possible de faire les commentaires suivants:

- Le mode de sélection des pions (avec ou sans Cedar supplémentaire) ne semble pas jouer de manière sensible sur le facteur de réjection.
- à 97 % d'efficacité aux électrons le facteur de réjection T est de l'ordre de:
- $T > 10^3$ quand on utilise le test de χ^2 seulement.
- quand on combine ce critère χ^2 avec le critère de coupure dans les distributions de charges totales aucun pion n'est identifié comme un électron. Ceci ne signifie pas que le facteur de réjection devienne infini mais seulement que les limites statistiques dans les données de pions ne permettent que de donner une limite sur le facteur de réjection. En effet aucun pion mal identifié correspond en fait à deux pions mal identifié à 90 % de niveau de confiance ce qui porte à environ 6000 la limite sur le facteur de réjection. Les critères combinés doivent améliorer le facteur de réjection.

Ces bons résultats ont été obtenus sans tenir compte de l'information que peut apporter le calorimètre hadronique. Il est clair que si cette information est prise en compte, la séparation e/π est encore améliorée. D'autre part, le faisceau entre à 90° dans le calorimètre et cette information est implicitement utilisée lors de la construction du test de χ^2 car la gerbe est supposée bien centrée sur le calorimètre et les corrélations entre tours chaudes sont faciles à établir puisque facilement identifiables (Une tour chaude étant une tour du calorimètre touchée par la gerbe). Dans une situation plus réelle, les particules entreront dans le calorimètre final de H1 avec des angles différents et en conséquence un critère d'identification particulier devra être construit.

d) Les paramétrisations

Pour construire un test de χ^2 pour la séparation e/π il faut connaître l'évolution du vecteur X moyen et de la matrice de covariance pour toutes les énergies incidentes possibles. Ceci permettra de construire un paramètre χ^2 pour chaque énergie mesurée. Une telle paramétrisation nécessite déjà dans une première itération une calibration de la charge qui permette de passer de la charge mesurée en pC à une énergie en GeV. Pour les électrons dans le calorimètre électromagnétique, ce sont les coefficients d'intercalibration dont la procédure de calcul a déjà été décrite qui vont être utilisés. Les résultats sont portés dans les tableaux de l'appendice. Pour les pions, ce sont les coefficients de calibration des parties électromagnétique et hadronique respectivement pour les événements contenus (tableau de l'appendice) qui vont être utilisés. En d'autre terme, les procédures d'identification précèdent les procédures de pondération de l'énergie et il n'est pas exclu qu'une ou plusieurs itérations soient nécessaires pour les futures analyses des données de H1 à moins qu'une paramétrisation universelle pour exprimer l'énergie en fonction de la charge mesurée pour des électrons et des pions soit trouvée.

Venons en aux paramétrisations; en paramétrisant les composantes du vecteur $\langle X \rangle$ en fonction de l'énergie incidente on peut interpoler pour chaque événement les valeurs de ce vecteur pour des énergies incidentes inconnues. Dans l'appendice, on représente les valeurs des composantes de $\langle X \rangle$ en fonction de l'énergie incidente ainsi que leur paramétrisation. Les composantes paires de ce vecteur sont paramétrisées par des fonctions linéaires avec une pente négative très petite compatible avec le fait que le rayon de molière doive

être indépendant de l'énergie. Les composantes impaires de ce vecteur sont paramétrées par des fonctions $a + bx + c \log x$ où x est l'énergie incidente exprimée en GeV. Cette fonction permet de tenir compte de la dépendance linéaire de la déposition totale de l'énergie avec l'énergie incidente et du fait que le maximum de la gerbe évolue suivant une dépendance logarithmique avec l'énergie incidente. Les résultats des paramétrisations sont portés dans les tableaux de l'appendice. Les éléments de la matrice de covariance (8x8) sont paramétrés de la manière suivante:

- Tout d'abord, les éléments diagonaux de la matrice de covariance sont paramétrés. Les éléments diagonaux impairs par des fonctions $a + bx^2 + cx^3$ identiques à celles de la référence (60) et les éléments diagonaux pairs par des fonctions linéaires $a + bx$ plus simples que celle de la même référence (60) car les dépendances expérimentales de ces éléments avec l'énergie incidente sont moins claires que les dépendances "Monte Carlo".
- Pour la paramétrisation des éléments non diagonaux, une matrice de corrélation K est calculée à partir des éléments de la matrice de covariance M :

$$K_{i,j} = M_{i,j} / (M_{i,i} M_{j,j})^{1/2}$$

Les éléments de cette matrice de corrélation sont paramétrisés par de simples fonctions linéaires $a + b x$.

Dans l'appendice, on représente l'évolution des éléments diagonaux de la matrice de covariance. Le résultat des différentes paramétrisations est porté sur le tableau de l'appendice. Ces paramétrisations sont utilisées pour connaître la réjection e/π à 25 GeV, énergie incidente qui n'a pas été utilisée pour établir ces paramétrisations et qui joue donc le rôle d'une énergie incidente inconnue. Pour chaque événement, l'énergie est calculée avec les différents coefficients de calibration puis les composantes du vecteur X moyen et les éléments de matrice de la matrice de covariance sont extrapolés de manière à pouvoir construire un paramètre ξ . La distribution de ξ pour des électrons et des pions de 25 GeV est portée sur la Figure 85, page 234. La Figure 86, page 235 montre le facteur de réjection obtenu après le test de χ^2 en fonction de l'efficacité aux électrons.

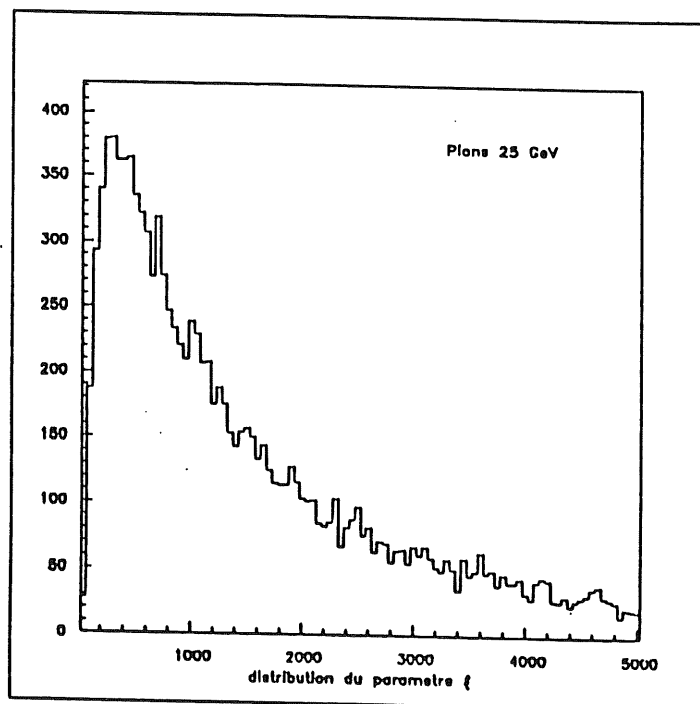
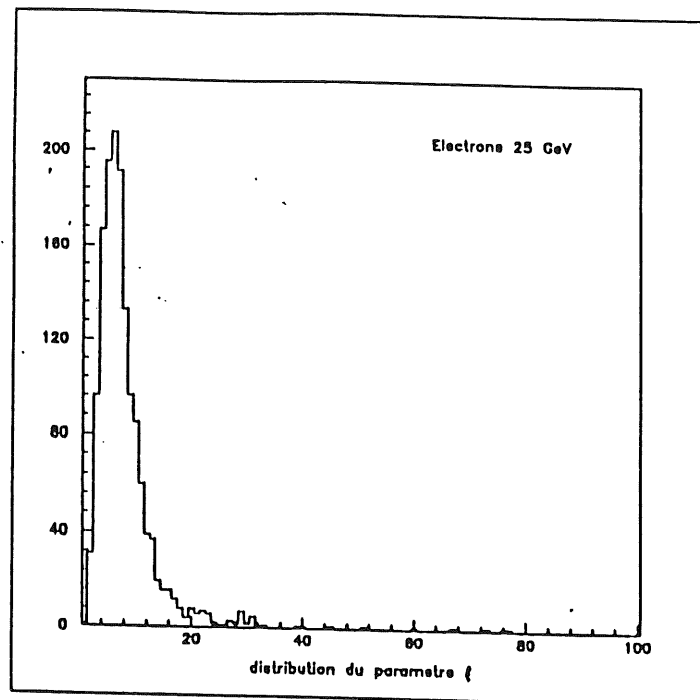


Figure 85. Distribution du paramètre ξ à 25 GeV

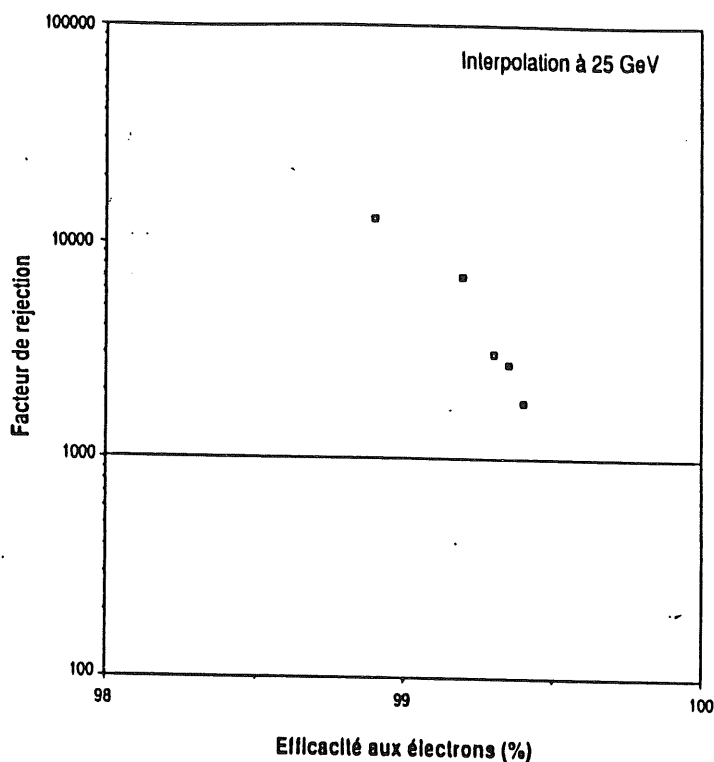


Figure 86. Facteur de réjection en fonction de l'efficacité aux électrons à 25 GeV.

A 99 % d'efficacité aux électrons le facteur de réjection est supérieur à 10^3 .

e) Conclusion

Cette étude a permis de montrer qu'un calorimètre à argon liquide à bonne granularité permet d'obtenir une bonne séparation électron/pions avec une première méthode simple de test de χ^2 . A partir des données des tests du CERN (en prises en Août 1987) avec le calorimètre électromagnétique version B) et en utilisant uniquement la méthode des matrices des références 58 à 60, qui permet de construire un test de χ^2 avec une information sur le développement longitudinal et latéral de la gerbe, il est possible d'obtenir les résultats suivants sur la séparation e/π à 20, 30, 40 et 50 GeV:

- Le mode de sélection des pions (avec ou sans Cedar supplémentaire) ne joue pas sur la réjection e/π . On obtient finalement un facteur de réjection $> 10^3$ pour une efficacité aux électrons de 97 %.
- Ce résultat pourrait être amélioré si cette méthode de comparaison des profils de la gerbe est combiné à d'autres critères de réjection.

Par exemple, en combinant la méthode de comparaison des profils de gerbes avec le critère grossier sur la mesure de la charge totale (cette méthode décrite au début du paragraphe sur la séparation e/π suppose que l'énergie incidente soit connue a priori) aucun pion n'a été mal identifié pour une efficacité aux électrons de l'ordre de 97 % . Ceci correspond à environ deux pions mal identifiés à 90 %

de niveau de confiance soit à une limite égale à 6000 sur le facteur de réjection à 97 % d'efficacité sur les électrons.

- Enfin, il est possible d'obtenir des paramétrisations du vecteur X moyen et de la matrice de covariance en fonction de l'énergie incidente ce qui permet d'effectuer des interpolations et d'obtenir des séparations e/π à des énergies incidentes inconnues. Un résultat à 25 GeV donne un facteur de réjection $> 10^3$ pour 97 % d'efficacité aux électrons.

Les tests qui ont été menés sur les préprototypes de calorimètres à Argon liquide et l'analyse des données de ces tests doivent être repris sur au moins un module du calorimètre final de H1 si on veut atteindre les calibrations souhaitées (inférieures à 2 %). Ces tests sont indispensables et l'idéal serait de pouvoir tester le plus grand nombre possible de modules finals.

VII- Le signal supersymétrique à HERA

1 - Introduction

HERA, dont l'énergie totale dans le centre de masse est 0.314 TeV, permet d'accéder à une échelle d'énergie de l'ordre de 1 TeV à laquelle la supersymétrie est attendue (voir chapitre I).

Il est par conséquent légitime de rechercher des particules supersymétriques dans les interactions électron proton de HERA. Les extensions supersymétriques minimales du modèle standard permettent de calculer les probabilités de production de ces particules supersymétriques. Ce chapitre est une première approche simple et très qualitative qui introduit les problèmes liés à la production et à la détection de ces particules nouvelles. En ce qui concerne la production des particules supersymétriques, les sections efficaces des processus les plus favorisés seront calculées. Les limites sur les masses des particules supersymétriques produites en seront déduites. Ensuite, les désintégrations des particules supersymétriques et en conséquence les signatures des événements supersymétriques seront abordées puis les sources de bruits de fond seront rapidement discutées. Finalement une première approche permettant d'extraire le signal supersymétrique sera exposée.

Si l'observation de la supersymétrie est couronnée de succès, elle aura une portée considérable tant sur le plan expérimental que sur le plan théorique. Elle permettra de fixer certains paramètres liés aux modèles et aux particules supersymétriques elles mêmes, mais surtout, elle permettra de préciser les idées sur l'unification et l'intégration de la gravitation dans des théories très unifiantes (comme les théories de supercordes) et finalement sur une description du monde physique microscopique des premiers instants de l'univers.

2 - Les processus possibles

Beaucoup de processus de production de particules supersymétriques et de processus permettant leur détection de manière indirecte sont envisageables dans les interactions électrons protons de HERA. On discutera rapidement de ces canaux possibles qui sont essentiellement:

- effets dus à QCD supersymétrique
- processus de fusion (production de paires squark-antisquark)

Puis on se concentrera dans la suite sur les canaux les plus favorisés que sont les productions directes de sleptons et de squarks par échanges de jauginos dans la voie t.

i) Effets dus à QCD supersymétrique

Au cours de la construction du modèle de supergravité basse énergie $N = 1$, l'accent avait été mis sur la partie $SU(2) \times U(1)$ de l'extension supersymétrique en raison des problèmes liés aux brisures des symétries. Le modèle standard supersymétrique minimal inclut aussi l'extension supersymétrique de $SU(3)$. Les masses des quarks sont données par les renormalisations (I.12) quand on passe de l'échelle M_P à l'échelle M_W (I.12). Pour ce qui est des masses des squarks et des gluinos, il faut considérer les termes de brisure douce ayant pour origine les brisures de la supersymétrie locale (effet superhiggs) dans le secteur caché de la théorie (I.12).

Dans le cadre d'un modèle standard supersymétrique, il faut voir le contenu supersymétrique du proton en squarks et gluinos comme autant de partons supplémentaires.

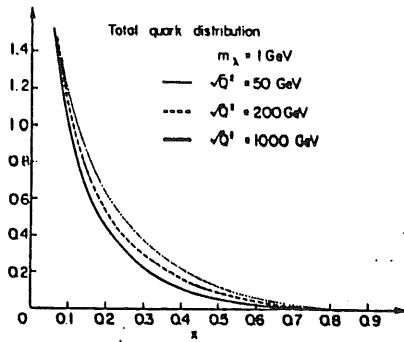
Dans la chromodynamique quantique ordinaire les fonctions de structure des hadrons sont décrites par des distributions de quarks et de gluons avec des évolutions bien définies.

En ajoutant la supersymétrie à ce schéma, les fonctions de structure du proton doivent tenir compte des distributions en squarks et gluinos. Bien entendu pour pouvoir reproduire les prédictions et les mesures actuelles de la phénoménologie de la chromodynamique, la supersymétrie doit être fortement brisée aux échelles d'énergie actuelles.

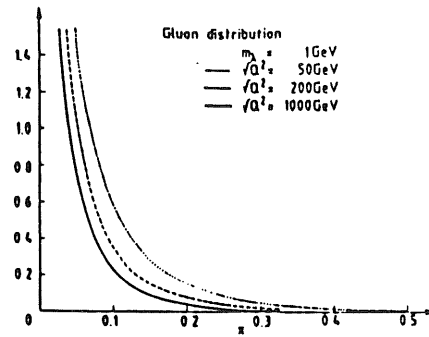
Pour Kounas et Ross (ref. 63), quelque soit le mécanisme de brisure de supersymétrie, les masses des squarks scalaires doivent être supérieures à 20 gev environ, en dessous de ces limites, la structure hadronique connue du nucléon est altérée de manière significative aux Q^2 actuels.

Ils partent d'un lagrangien QCD supersymétrique. L'évolution des distributions $f_i(x, Q^2)$ pour les partons du nucléon sont données par les équations d'Altarelli-Parisi généralisées en un ensemble d'équations intégrodifférentielles qui tiennent compte de la présence éventuelles de squarks et gluinos dans le proton, c'est à dire qui tiennent compte des distributions de squarks et de gluinos dans le proton (ref. 63 et 64).

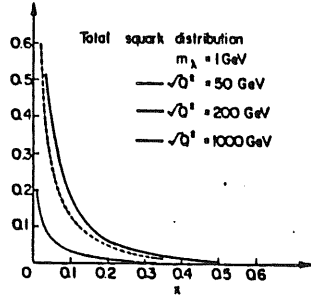
Kounas et Ross résolvent ce système d'équations et donnent des expressions analytiques pour ces fonctions de fractionnement et en déduisent les distributions de la Figure 87, page 239.



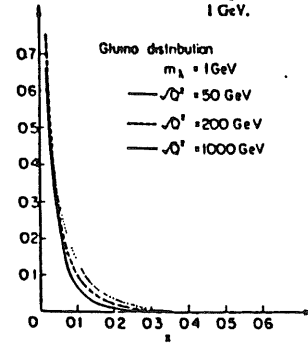
$xq_i(x, Q^2)$ against x for different values of Q^2 , in the case where the gluino mass is taken to be 1 GeV.



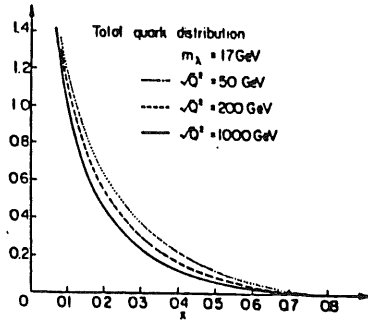
$xG(x, Q^2)$ against x for different values of Q^2 , in the case where the gluino mass is taken to be 1 GeV.



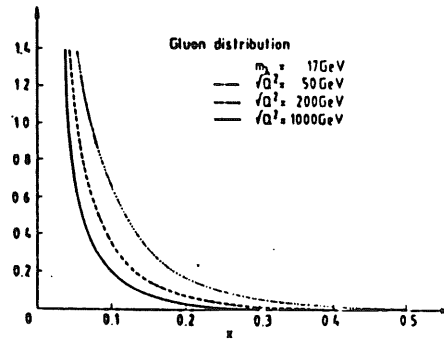
$x_s(x, Q^2)$ against x for different values of Q^2 , in the case where the gluino mass is taken to be 1 GeV.



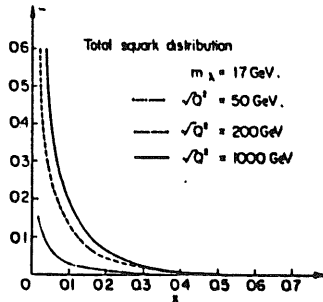
$xλ(x, Q^2)$ against x for different values of Q^2 , in the case where the gluino mass is taken to be 1 GeV.



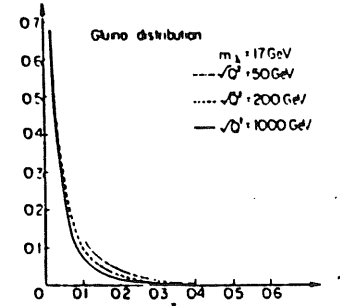
$xq_i(x, Q^2)$ against x for different values of Q^2 , in the case where the gluino mass is taken to be 17 GeV.



$xG(x, Q^2)$ against x for different values of Q^2 , in the case where the gluino mass is taken to be 17 GeV.



$x_s(x, Q^2)$ against x for different values of Q^2 , in the case where the gluino mass is taken to be 17 GeV.



$xλ(x, Q^2)$ against x for different values of Q^2 , in the case where the gluino mass is taken to be 17 GeV.

Figure 87. Distributions de squarks et gluinos dans le proton d'après la référence (63).

La fraction des squarks à $Q^2 = 10000 \text{ GeV}^2$ est de 5% ! Dans le tableau suivant on porte la fraction de moment emportée par les partons suivant le modèle

considéré dans la limite où Q^2 tend vers l'infini et pour $m(\text{squark}) = 50 \text{ GeV}$ et $m(\text{gluino}) = 50 \text{ GeV}$ d'après les références (63 et 66):

partons	QCD	QCD + gluino	QCD + squark	QCD supersymétrique
quark	0.53	0.47	0.39	0.36
gluon	0.47	0.42	0.35	0.32
squark			0.26	0.24
gluino		0.11		0.08

L'effet des squarks sur l'évolution des fonctions de structure est négligeable aux énergies actuelles.

A grand Q^2 , la fraction des moments emportés par les quarks n'est pas beaucoup changée par l'existence des squarks et des gluinos dans le proton à des Q^2 accessibles par le collisionneur HERA. (ref. 63 et 66).

Pour cette raison, il est difficile de tester le contenu contenu supersymétrique des nucléons dans les fonctions de structure mesurables aux Q^2 accessibles à HERA. Néanmoins, compte tenu des contributions importantes des distributions de gluinos à très petits x et à grand Q^2 (ref. 63), il serait intéressant de considérer les processus où un gluino de la mer du nucléon intervient (Figure 88, page 242) et de considérer les effets sur les taux de production dans le domaine des grandes énergies transverses et non plus seulement sur les taux de production moyens dans tout le domaine en énergie transverse (pour des masses de gluino dégénérées avec celle des squarks).

Il est possible d'envisager de tester d'autres effets qui permettraient de signaler l'existence de partons scalaires dans le proton, alors assimilés aux squarks partenaires supersymétriques des quarks. En effet, dans le modèle des quarks partons, le rapport $R = \sigma_L / \sigma_T$ (ref. 67) doit être nul si les partons diffuseurs ont un spin 1/2 et devient infini si les partons diffuseurs sont scalaires (ref. 67). Dans QCD ordinaire on a $0 < R < 0.2$ pour $\Lambda = 160 \text{ MeV}$ et $0.05 < x < 0.04$ (ref. 67) compatible avec les résultats expérimentaux (ref. 67). La présence de particules supersymétriques affecte ce rapport de manière à obtenir ΔR de l'ordre de 0.1 0.2 (ref. 75) qui doit être comparé avec les précisions actuelles moyennes de l'ordre de 0.02 (ref. 67). D'autre part, la précision statistique attendue sur R à HERA est de l'ordre de 0.01 pour x de l'ordre de 10^{-3} et se détériore pour $x > 0.1$ (ref. 40) à une luminosité intégrée de 200 pb^{-1} . Ceci devrait permettre de tester de nouvelle contribution à R particulièrement à petit x .

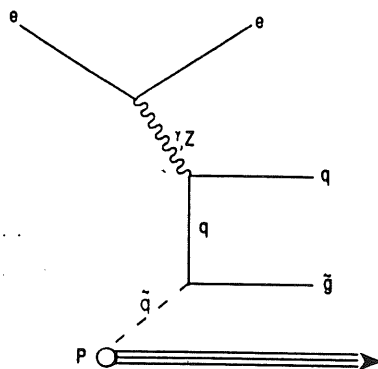
ii) Processus de fusion

La production de paires squarks antisquarks par processus dits de fusion, représentés par les diagrammes de Feynman de la Figure 88, page 242 aux ordres les plus bas, peut être envisagée pour signer l'existence de la supersymétrie à HERA.

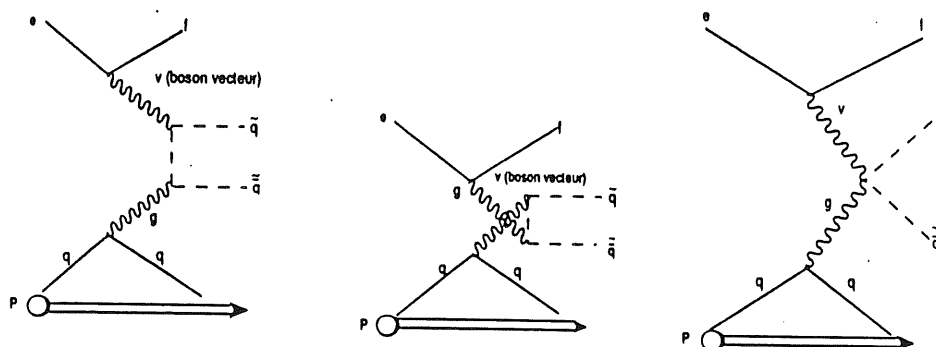
Dans la référence (68), Drees et Grassie calculent ces taux de production de paires squark antisquark pour une masse de gluino de 40 GeV. Pour $M_q = 65 \text{ GeV}$, la section efficace de ce processus est de l'ordre de 10^{-1} pb c'est à dire à limite de détection pour HERA.

Pour les productions de paires squark gluino par les processus représentés par les diagrammes de Feynman de la Figure 88, page 242, les taux de production ont aussi été estimés dans la référence (68).

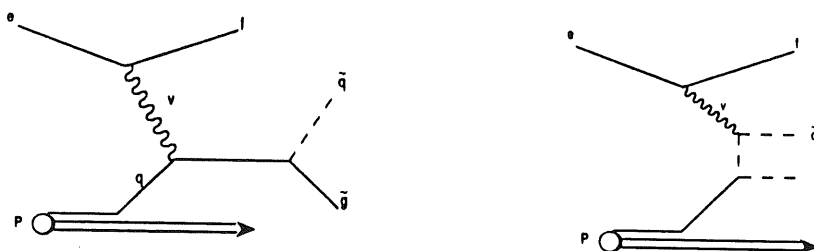
Les section efficaces sont de l'ordre de 10^{-2} pb très inférieur au seuil de détectabilité pour HERA. Mais dans ce cas aussi, il serait intéressant de considérer les taux de production dans le domaine des grandes énergies transverses et non plus seulement sur les taux de production moyen dans tous le domaine en énergie transverse, avec des masses de gluinos et de squarks élevées (de l'ordre de 60 Gev ref. 69.). Dans ce chapitre, on se concentre sur les processus les plus favorables qui sont abordés dans la suite.



QCD supersymétrique à très petits x et grand P_T



diagrammes de production de paires de
S-quark par réaction de Fusion boson gluon



diagrammes de production de paires de
S-quarks et gluinos

Figure 88. Diagrammes de QCD supersymétrique production de paires squark-antisquark et squark-gluino.

Enfin, il existe une catégorie de processus qui ont peu d'espoir d'être testés à HERA et qui portent le nom général de processus de bremsstrahlung

supersymétrique, caractérisés par les diagrammes de Feynman de la Figure 89, page 244.

Dans la référence (75), les calculs de sections efficaces de ces processus ont été faits. Il s'avère que pour HERA elles sont de l'ordre de 10^{-2} pb pour les processus avec photino et une masse de sélectron de plus de 60 GeV. Pour les processus de gluons les sections efficaces (Figure 89, page 244) sont inférieures au seuil de détectabilité de 10^{-1} pb. Ces types de processus ne pourront être observés à HERA même si la supersymétrie est présente.

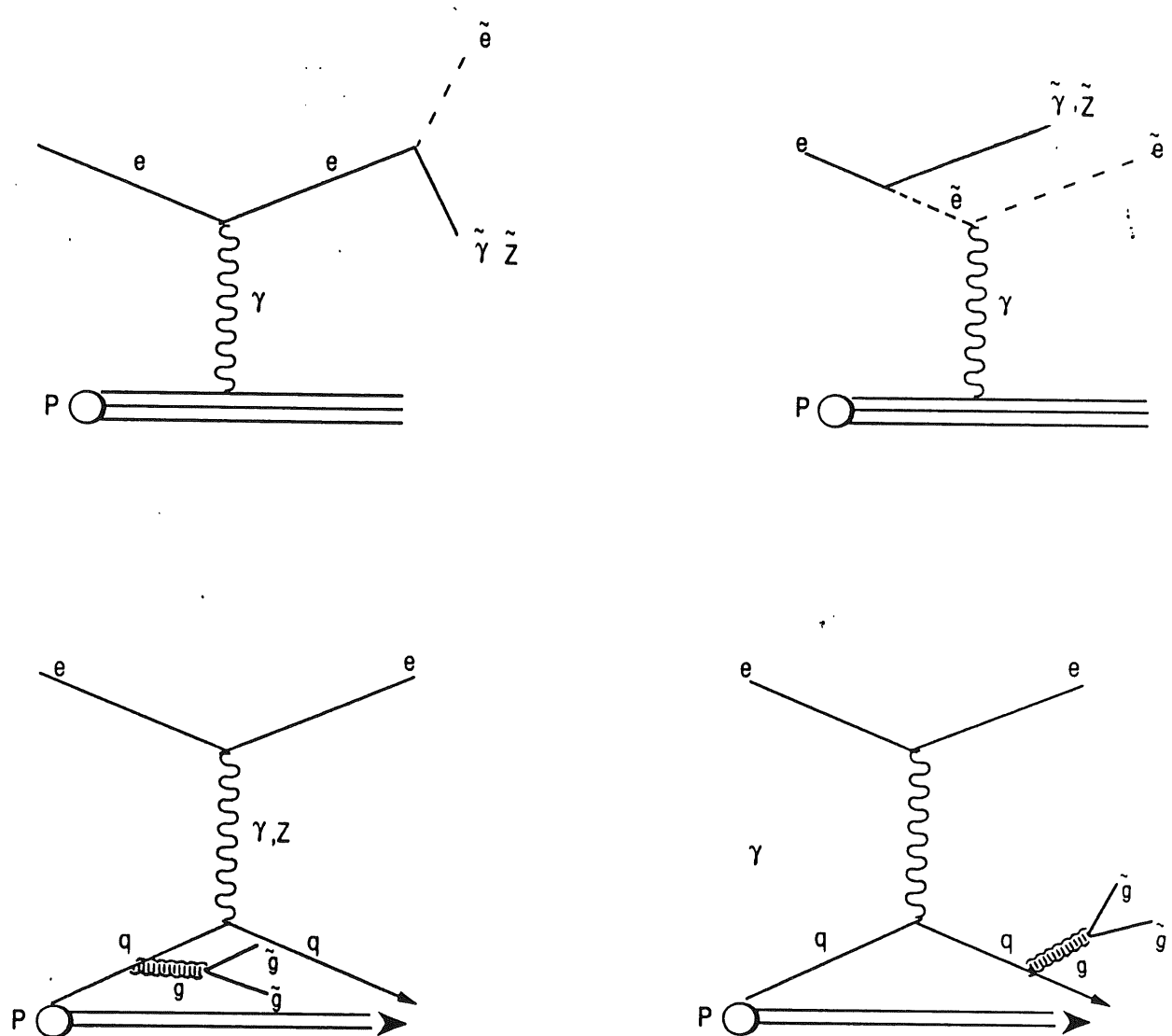


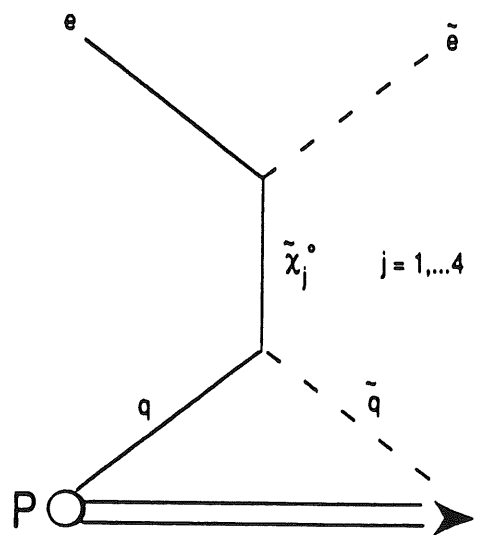
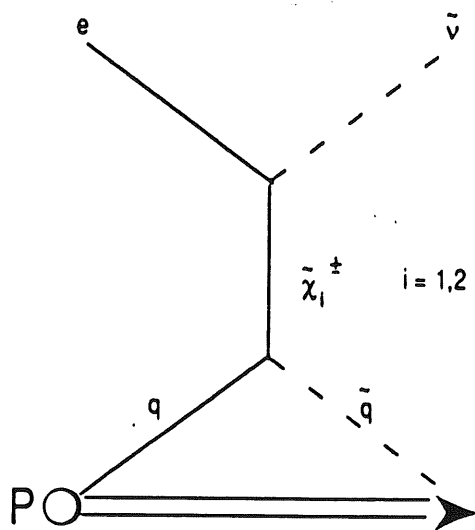
Figure 89. Processus de bremsstrahlung supersymétrique

3 - Les processus les plus favorisés

a) Production directe de sélectrons et squarks

i) *Les sections efficaces*

Les processus de productions associées de particules supersymétriques semblent particulièrement intéressants pour espérer observer la supersymétrie. Il faut considérer les diagrammes de productions directes par échange de jauginos dans la voie t représentés sur la Figure 90, page 246.



Production de particules supersymétriques en courants chargés et courants neutres

Figure 90. Production directe de sleptons et de squarks

Les charginos et neutralinos sont des états propres de masse de ces jauginos et higgsinos.

La section efficace totale non polarisée pour la production directe de squark et slepton s'écrit (ref. 70, les sous processus sont calculés dans l'appendice):

$$\sigma(ep \rightarrow \tilde{e}l x) = \sum_{a,b} \sum_q \int_{x_{\min}}^1 dx \int_{t_{\max}}^{t_{\min}} d\hat{t} f(x, Q^2) \frac{d\sigma}{d\hat{t}} (e_a q_b \rightarrow \tilde{l}_a \tilde{q}_b)$$

avec les limites de Llewellyn-Smith et Jones

$$x_{\min} = \left(\frac{m_{\tilde{l}_a} + m_{\tilde{q}_b}}{s} \right)^2$$

$$t_{\min}^{\max} = -\frac{1}{2} \left(sx - m_{\tilde{l}_a}^2 - m_{\tilde{q}_b}^2 \pm \sqrt{(sx - m_{\tilde{l}_a}^2 - m_{\tilde{q}_b}^2)^2 - 4m_{\tilde{l}_a}^2 m_{\tilde{q}_b}^2} \right)$$

$f(x, Q^2)$ sont les fonctions de distributions de quark et antiquark. La somme se fait sur toutes les saveurs et toutes les hélicités.

ii) Limites sur les masses des particules supersymétriques

Les sections efficaces sont estimées pour l'énergie maximum dans le centre de masse 314 GeV.

Il est possible de supposer que les masses des sleptons (sélectrons, sneutrinos) et squarks sont des paramètres inconnus devant être déterminés par l'expérience. Autrement dit, dans une première étape il est possible de se passer de toutes relations de masses découlant des équations du groupes de renormalisation du modèle de supergravité minimal évoqué dans le chapitre 1 (appendice). Par conséquent on est libre de choisir égales toutes les masses de squarks d'une part et toutes les masses de sneutrinos et sélectrons. De plus, on suppose que les masses des sleptons partenaires supersymétriques des leptons gauches et des sleptons partenaires des leptons droits sont égales. De plus, on suppose dans une première étape que le sélectron se désintègre en électron plus photino et le squark en quark plus photino. Ce canal de désintégration du squark revient à supposer que la masse du gluino est supérieure à la masse du squark.

Dans le paragraphe 4d, lorsque les désintégrations de squark en gluino et quark seront abordées, on ne pourra plus ignorer les conséquences de ces équations de renormalisation et en particulier la possibilité d'une dégénérescence de la masse des gluinos avec la masse des squarks ou la possibilité d'une masse de gluino inférieure à la masse du squark ce qui permet dans les deux cas une désintégration du squark en gluino et quark.

On peut montrer par le calcul que les sections efficaces dépendent de la somme des masses du slepton et du squark produit (ref. 70) ceci à partir de la limite $x_{\min} = (m(\text{slept}) + m(\text{squa}))^2/s$ du fait que la contribution dominante à l'intégrale sur x vient de la région $x = x_{\min}$ (ref 70).

Cette remarque devient inexacte si les masses sont très différentes $m(\text{slept}) \ll m(\text{squa})$ ou inversement $m(\text{squa}) \ll m(\text{slept})$. En conséquence, on suppose $m(\text{slept}) = m(\text{squa})$ en première approximation pour le calcul des sections efficaces.

Pour quatre valeurs de M_2 et m_1 parmi les valeurs envisagées dans le paragraphe précédent, la Figure 91⁴, page 248 représente les sections efficaces pour les courants chargés et les courants neutres.

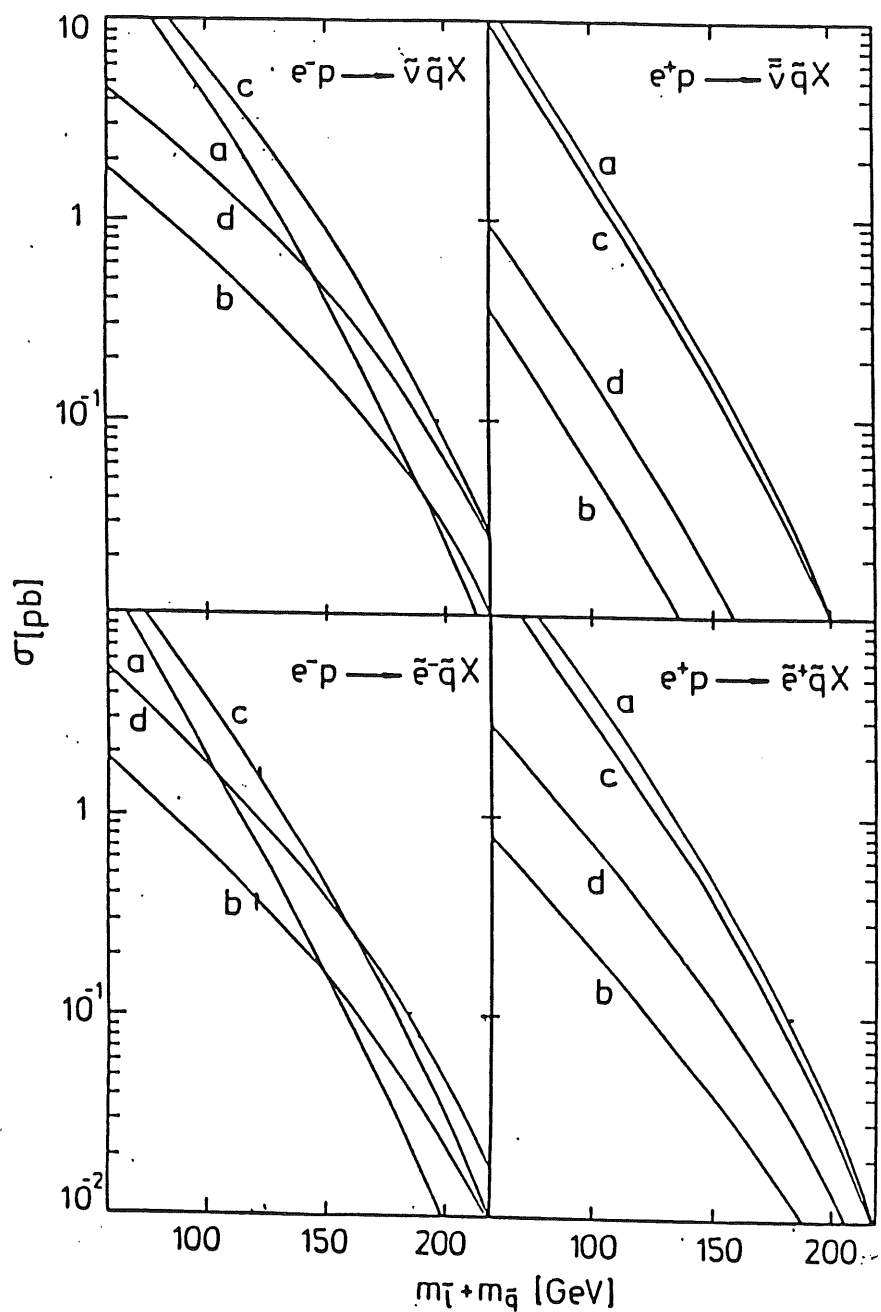


Figure 91. Sections efficaces totales de production de sleptons et squarks par échange de jauginos dans la voie t (d'après la ref. 70)

Ces valeurs sont déduites des matrices de masses diagonalisées où les auteurs de la référence (70) ont choisi de faire plutôt varier les masses des jauginos pour trouver les deux paramètres M_2 et m_μ :

scénario a) :	$M_2 = 0$	$m_\mu = 192$
scénario b) :	$M_2 = 423.7$	$m_\mu = 46.9$
scénario c) :	$M_2 = 35.5$	$m_\mu = -410$
scénario d) :	$M_2 = 189.7$	$m_\mu = -182.9$

M_2 et m_μ sont des paramètres de brisure renormalisés qui entrent dans les matrices de masses des jauginos. La valeur absolue du paramètre m_μ donne la masse du neutralino 4. Ces valeurs découlent d'un choix sur les masses des neutralinos (voir tableau et ref. 70).

Ces sections efficaces permettent de conclure que si la somme des masses $m(\text{slepton}) + m(\text{squark})$ est inférieure ou égale à 180 GeV alors il est possible de dépasser le seuil d'observabilité de HERA (0.1 pb) et donc de signer la supersymétrie. Compte tenu des limites actuelles sur la masse de ces particules, la "fenêtre" d'observabilité est assez restreinte:

$$100 - 120 \text{ GeV} < m(\text{slepton}) + m(\text{squark}) < 160 - 180 \text{ GeV}$$

Où les limites inférieures grandes sont issues de la référence (69). Le tableau suivant montre le taux d'événements courant neutres (ie le nombre de paires selectron squark produites) attendus à HERA pour les quatre différents scénari pour une luminosité intégrée de 200 pb^{-1} .

masses sélectron +squark	scénario a	scénario b	scénario c	scénario d
(50 + 50) GeV	360	136	700	360
(60 + 60) GeV	150	76	300	200
(70 + 70) GeV	54	42	150	120
(80 + 80) GeV	18	22	52	52
(90 + 90) GeV	6	10	20	22
(100 + 100) GeV		4	6	10

Les signatures et les conditions d'observabilité de la supersymétrie à HERA dépendent du mode de désintégration des particules supersymétriques produites par courants neutres et chargés. C'est le sujet de la discussion du paragraphe suivant.

b) Désintégration des sleptons et squarks

L'hypothèse majeure faite sur la désintégration des particules supersymétriques sera de considérer que les particules se désintègrent dans le canal le plus simple. Le canal le plus simple est le canal où le plus léger des jauginos, en l'occurrence le photino (neutralino), est produit. On supposera que ce canal est favorisé de manière à avoir un rapport de branchement égal à un (Dans le paragraphe 4, on examinera le cas où le squark peut se désintégrer en gluino et quark).

Les désintégrations des particules supersymétriques se feront toujours en particule + particule supersymétrique c'est à dire avec toujours une particule supersymétrique dans le produit de la désintégration, ceci en raison de la conservation de la R-parité (voir chapitre I) par exemple:

sneutrino en neutrino + photino

Pour les productions directes de particules supersymétriques les sleptons se rangent en deux catégories:

- pour les processus à courants chargés les sleptons produits sont des sneutrinos $\tilde{\nu}$.

Leur désintégration se fait comme suit:

$$\tilde{\nu} \rightarrow \nu \tilde{\chi}_1^0 \quad i = 1, 2, 3, 4 \quad i = 1 \text{ favorisé}$$

- pour les processus à courants neutres ce sont des sélectrons qui sont produits avec une désintégration:

$$\tilde{e}^{\pm} \rightarrow e^{\pm} \tilde{\chi}_1^0 \quad i = 1, 2, 3, 4 \quad i = 1 \text{ favorisé}$$

Les squarks seront pour leur part supposés se désintégrer en:

$$\tilde{q} \rightarrow q \tilde{\chi}_1^0 \quad i = 1, 2, 3, 4 \quad i = 1 \text{ favorisé}$$

où $\tilde{\chi}_1^0$ est à chaque fois le neutralino (photino) stable le plus léger.

En se concentrant sur ces canaux dominants, les largeurs de désintégration ont été estimées dans les références (65 et 71). Pour une masse de sélectron supérieure à 60 gev, la largeur est de l'ordre du Mev et dépend des hypothèses faites sur les masses de jauginos et les paramètres entrant dans la matrice de masse.

Il est toujours possible d'envisager des processus de désintégration plus compliqués où des jauginos lourds (neutralinos plus lourd que le photino, charginos) sont produit. Ces jauginos se désintègrent à leur tour en particule + sparticule. Les sparticules se désintègrent ainsi jusqu'à la production de la particule supersymétrique la plus légère (ie le photino) qui ne peut plus se désintégrer en d'autres particules supersymétriques (conservation des R) plus lourdes (espace de phase inaccessible). Il se crée ainsi une sorte de cascade de désintégrations supersymétriques. Ces canaux de désintégration,

si l'espace de phase le permet, peuvent avoir un rapport de branchement non négligeable.

c) Les signatures et le bruit de fond

i) Les signatures

Les désintégrations des particules supersymétriques impliquent des signatures expérimentales particulières.

En effet, lorsque un photino est produit, celui s'échappe sans interagir avec la matière du détecteur et par conséquent l'énergie emportée par cette particule sera de l'énergie non mesurée. Lorsqu'il s'agira de faire le bilan énergétique d'une interaction et d'établir la conservation de l'énergie totale ou plus particulièrement de l'énergie transverse totale, il y aura un manque d'énergie dû à ces photinos de désintégration. Ils ont un comportement analogue à celui des neutrinos dans le détecteur.

Un photino se caractérisera donc aussi par une énergie manquante ou une énergie transverse manquante dans le détecteur. De manière générale, **la supersymétrie se signalera par l'existence d'une composante d'énergie manquante importante.** Ceci aura des conséquences sur les signatures des processus supersymétriques de production directe de sleptons et de squark. Dans la suite, ces signatures vont être étudiées avec des coupures sur cette énergie transverse manquante (Les signatures dues aux processus où le squark se désintègre en gluino et quark sont discutés dans le paragraphe 4d).

Il faut distinguer les processus à courants chargés et les processus à courants neutres:

Dans les processus à courants chargés, un sneutrino et un squark sont produits. Avec l'hypothèse faite sur les canaux de désintégration (paragraphe précédent), le sneutrino produit un neutrino et un photino et le squark produit un quark et un photino. Après fragmentation de ce quark de désintégration et des quarks du proton n'ayant pas participé à l'interaction en flot hadronique, la signature de cet événement supersymétrique est, flot de hadrons (jets) + énergie manquante (due au 2 photinos) + énergie manquante (due au neutrino) soit, flot hadronique + énergie manquante.

Dans les processus à courants neutres, un sélectron et un squark sont produits. Toujours suivant l'hypothèse précédente sur les canaux de désintégration, le sélectron se désintègre en un électron et un photino c'est à dire en un lepton chargé et un photino. La signature de cet événement supersymétrique sera alors, un lepton chargé (électron) + énergie manquante (2 photinos) + flot hadronique (jets).

Les hadrons formés après l'interaction forment en principe des jets. Ici, aucun algorithme de jet n'a été utilisé, les hadrons sont alors vus comme faisant parti d'un flot de hadrons c'est à dire un flot hadronique. Bien que difficile surtout lorsqu'ils sont très proches les uns des autres, la reconstruction des jets à HERA devrait permettre d'améliorer la qualité de la signature et de pouvoir distinguer les signatures en multijets. Ceci peut être utile pour la désintégration du squark en gluino puis du gluino en paire quark-antiquark et photino où les signatures contiennent au moins trois jets pouvant être proches les uns des autres. Dans ce chapitre, on suppose qu'on

ne dispose pas de cette possibilité de reconstruire les jets et par conséquent les hadrons sont considérés comme ne faisant partie que d'un flot hadronique.

S'il faut tenir compte des canaux plus compliqués de désintégration, les signatures deviennent elles aussi compliquées.

Par exemple le mode $\tilde{e} \rightarrow \nu + \tilde{\chi}$ sous réserve d'un espace de phase accessible.

Le chargino produit pouvant se désintégrer à son tour:

$$\tilde{\chi}^{\pm} \rightarrow l^{\pm} + \nu + \tilde{\chi}_N^0 \quad \tilde{\chi}^{\pm} \rightarrow q + \bar{q}' + \tilde{\chi}_N^0$$

et les neutralinos se désintégrant jusqu'à ce que le plus léger d'entre eux soit produit:

$$\begin{aligned} \tilde{\chi}_N^0 &\rightarrow l^+ + l^- + \tilde{\chi}_1^0 & \tilde{\chi}_N^0 &\rightarrow q + \bar{q} + \tilde{\chi}^0 \\ \tilde{\chi}_N^0 &\rightarrow l^{\pm} + \nu + \tilde{\chi}_C^{\pm} & \tilde{\chi}_N^0 &\rightarrow q + \bar{q}' + \tilde{\chi}^{\pm} \end{aligned}$$

Les signatures de tels événements supersymétriques sont alors caractérisées par la présence de multileptons chargés avec un flot hadronique (multijets) et de l'énergie manquante.

Pour la suite du chapitre, on se concentrera sur l'hypothèse de désintégration la plus simple, c'est à dire les cas où le photino est produit dès la première désintégration de sparticule.

ii) Les sources de bruit de fond

L'existence de ces signatures pose le problème crucial de leur interprétation en termes d'événements supersymétriques. On ne dispose pas de données réelles mais pour aborder ce problème il est possible, dans une première étape, de rechercher les sources de bruit de fond à ces événements exotiques.

Les processus standards peuvent avoir des signatures semblables aux signatures des processus supersymétriques de production de slepton et de squark. En particulier, les processus de diffusion profondément inélastique (DIS) sont une importante source de bruit de fond à ces processus supersymétriques.

En effet, les processus DIS en courant chargés ont pour signature, un flot hadronique plus de l'énergie manquante: signature semblable à celle des processus supersymétriques de production de sneutrino et squark en courants chargés. Ces deux processus physiques très différents vont par conséquent avoir des signatures extrêmement difficiles à distinguer.

Ceci élimine pratiquement toute possibilité de signer la supersymétrie à HERA par l'intermédiaire de ces processus supersymétriques à courants chargés. Seule reste la possibilité de signer la supersymétrie avec la production de sélectron et de squark par les courants neutres.

Dans la référence (71), on suppose que les sneutrinos ont des désintégrations non triviales notamment en multileptons chargés, ce qui permettrait de signer

les processus supersymétriques à courant chargés, mais les désintégrations semi-leptoniques de quarks top créés par courants chargés (chapitre 2) peuvent être une source importante de bruit de fond à ces processus.

Les processus de diffusions profondément inélastiques en courants neutres standard ont en principe pour signature un flot hadronique plus un électron. Ce schéma est en fait perturbé par les effets instrumentaux (hadrons pouvant s'échapper du détecteur par le tube faisceau) et par la résolution en énergie. Ces effets ont pour conséquence l'existence d'une énergie manquante dans la signature de ces événements standards et donc de les faire apparaître comme un bruit de fond aux événements supersymétriques à courants neutres. Un moyen pour distinguer les deux signatures sera de chercher à comparer les énergies manquantes des deux types de processus standard et supersymétrique.

D'autres sources de bruit de fond standard peuvent intervenir, par exemple celles dues à la production de paires de quark-antiquark lourd par processus de fusion boson gluon avec une désintégration semi leptonique du quark lourd. En particulier le quark top qui peut se désintégrer de manière semi leptonique avec pour signature résultante: un (ou plusieurs) lepton chargé (isolé), de l'énergie manquante et un flot hadronique. Si, pour les processus supersymétriques à courant neutres, le canal de désintégration des particules produites est restreint au canal le plus simple où un seul lepton chargé est produit, alors il est possible d'éliminer le bruit de fond venant de la désintégration semi-leptonique du quark top en plusieurs leptons chargés dans la voie finale. Il sera nécessaire de bien identifier ces électrons de désintégrations semi-leptoniques.

Ou encore, celles dues aux processus extrêmement rares de production directe de bosons standards W et Z (sections efficaces très petite inférieure à 0.1 pb).

Enfin, les processus non standards autres que les processus supersymétriques peuvent aussi avoir des signatures en lepton(s) chargé(s) + énergie manquante + flot hadronique. Par exemple les processus $e p \rightarrow e X$ qui doivent permettre de mettre en évidence l'existence d'une sous structure (ref. 40). En supposant que toutes les approches standards aient pu être écartées, leur interprétation en termes de processus non supersymétriques se trouveront alors en compétition avec les autres interprétations non standards possible.

D'une manière générale, les processus ayant ces signatures peuvent recevoir une grande diversité d'interprétations possibles tant standards que non standards. De même, les signatures en multileptons chargés et multijets, qui devraient permettre de signer l'existence d'un nouveau domaine de la physique (W_R par exemple, ref. 40 ou désintégrations supersymétriques compliquées), peuvent aussi se laisser interpréter en terme de désintégration semi-leptonique de quark top.

Il sera alors nécessaire d'analyser plus en profondeur les caractéristiques de chacun de ces types d'événements standards et non standards. Dans ce but, une première approche pour extraire le signal supersymétrique du fond standard de diffusions profondément inélastiques (DIS) est développée dans le paragraphe suivant.

d) Extraction du signal supersymétrique

Pour pouvoir extraire le signal supersymétrique accessible à HERA, il faut commencer par éliminer le bruit de fond du aux événements DIS à courant neutres qui possèdent un taux de production élevé (chap2). Ces événements DIS possèdent des signatures et des topologies similaires aux événements supersymétriques à courants neutres.

i) La simulation

Cette analyse est basée sur des simulations Monte Carlo des événements standards et supersymétriques. Elles incluent les réactions standards de DIS à courants neutres et des réactions de fusion boson-gluon ainsi que les réactions supersymétriques de productions de sélectrons et squarks avec leurs désintégration en particules et photinos. Les Monte Carlo contiennent aussi une simulation grossière du détecteurs H1 qui comprend en particulier les résolutions globales en énergies des mesures de la calorimétrie:

10 % / $E^{1/2}$ pour la partie électromagnétique

55 % / $E^{1/2}$ pour la partie hadronique

Une résolution angulaire de 10 milliradians sur les traces a été supposée. L'acceptance est supposée être seulement limitée par la présence du tube faisceau avec un angle d'ouverture de 3 degrés. Ces simulations du détecteur sont très grossières et peuvent évidemment être raffinées dans un contexte qui décrit mieux le détecteur H1.

Le programme Monte Carlo de LUND LEPTO version 5.2 qui tient compte des échanges γ et Z et de leur interférence sert de générateur d'événements standards DIS (ref. 77).

Le générateur d'événements supersymétriques utilisé est un générateur qui tient compte des calculs de sections efficaces exposés dans les paragraphes précédents et qui est basé sur un générateur déjà existant (ref. 80). Les désintégrations considérées pour les particules supersymétriques sont:

sélectron en électron + photino

squark en quark + photino

Où le neutralino le plus léger est supposé être un quasi-photino (voir paragraphe 2.a). Les désintégrations du squark en gluino et quark sont abordées dans la suite.

Le processus de fragmentation est décrit par le programme de LUND (ref. 78) dans sa version JETSET version 6.3.

La luminosité totale supposée est de 200 pb^{-1} ce qui correspond à une année de prise de données à la luminosité nominale. Cette luminosité totale permet la production de l'ordre de 10^7 événements standards DIS à courants neutres. S'il faut tenir compte des limites en x considérées pour le calcul des sections efficaces supersymétriques totales $x_{\min} < x < 1$ avec x_{\min} de l'ordre de 0.1 pour $m(\text{sélectron}) + m(\text{squark})$ de l'ordre de 100 GeV, le nombre de ces événements standards est réduit pour atteindre une valeur de l'ordre de 130000 (ref. 76).

ii) Un premier critère de sélection

Une étude du signal supersymétrique a été commencée et exposée dans la référence (75).

Dans les données futures, il faudra isoler les événements ayant une signature en un électron isolé de l'énergie manquante + un flot hadronique ce qui suppose une bonne identification des électrons.

Dans les générations d'événements Monte Carlo, le problème de cette identification ne se pose pas de la même manière puisque on suppose que l'électron est immédiatement identifié.

Les particules indétectables sont les photinos, les neutrinos éventuels et les particules s'échappant du détecteur par le tube faisceau. Elles contribuent toute à l'énergie manquante. Celle-ci se calcule en faisant le bilan l'énergie transverse des particules détectables.

Dans les distributions d'énergies transverses manquantes (E_t^{manq}) en fonction des énergies transverses des électrons (E_t^e), la majorité des événements standards sont distribués pour des petits E_t^{manq} (Figure 92, page 256) alors que les événements supersymétriques ont une distribution étalée pour de plus grandes valeurs de E_t^{manq} .

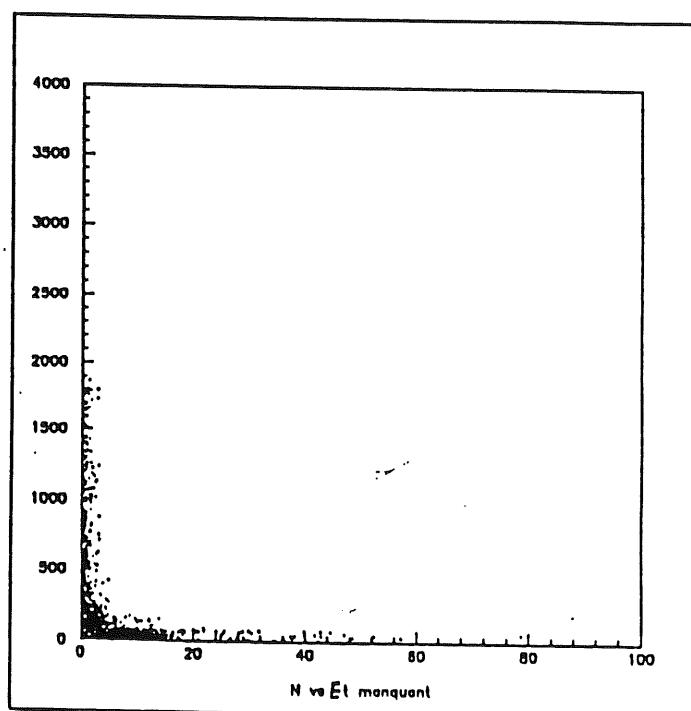
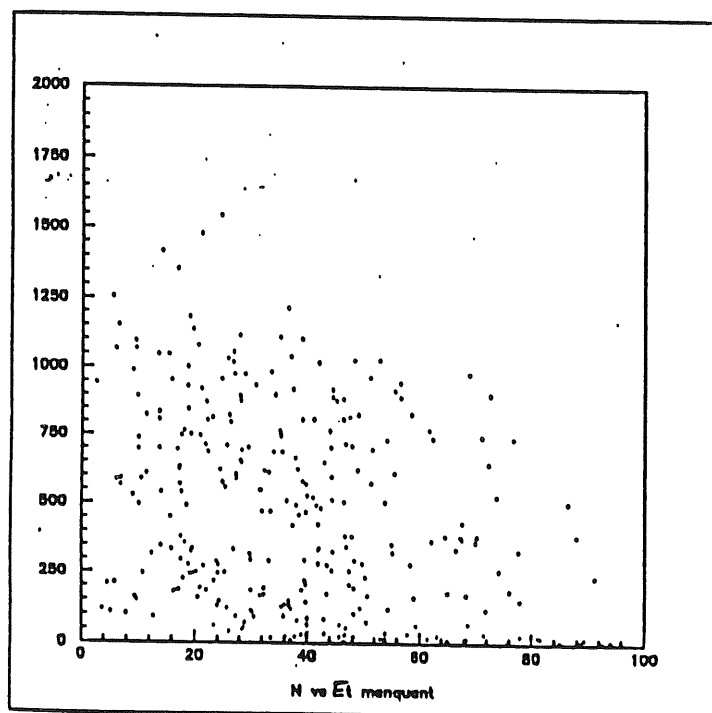
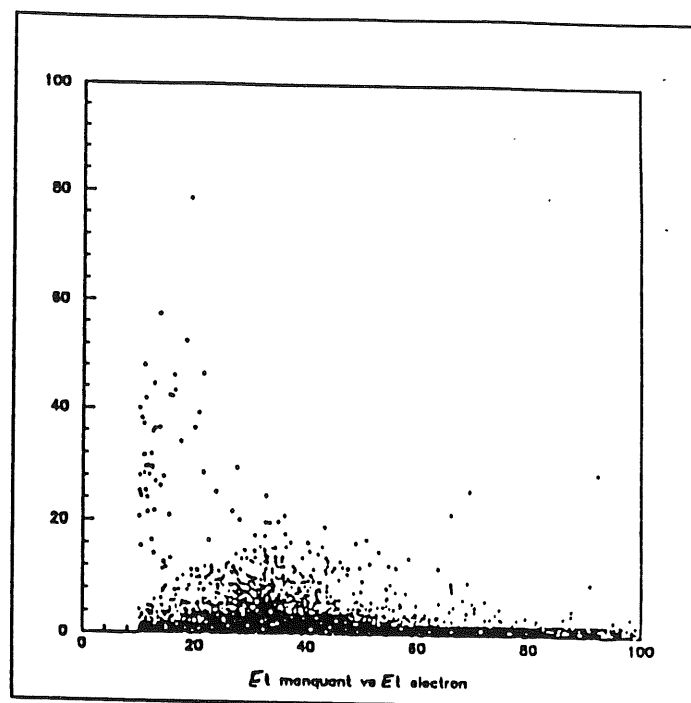
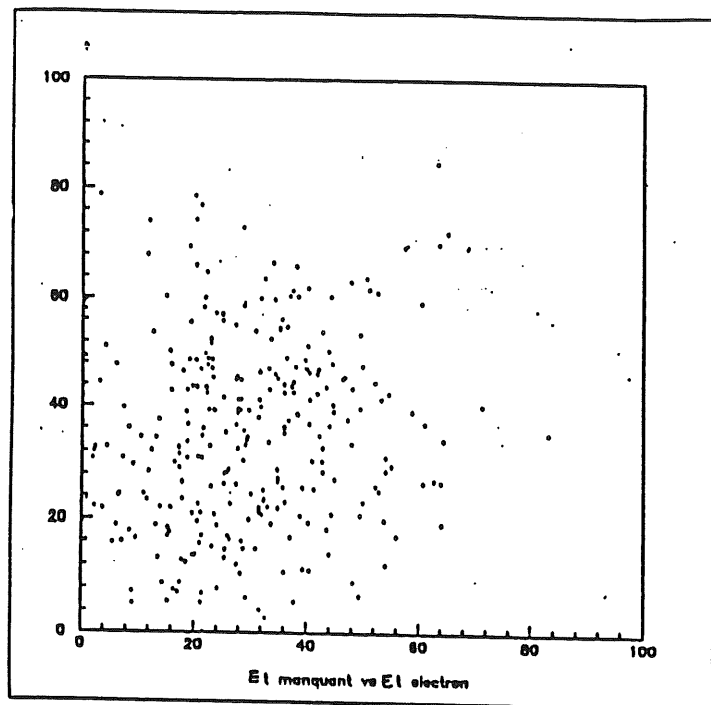


Figure 92. E_t manquant en fonction de E_t des électrons pour des événements supersymétriques (figures de gauche) et des événements standards (figures de droite), les distributions de N (voir paragraphes suivants) en fonction de E_t des électrons sont aussi représentées (les énergies sont en GeV).

La première idée pour extraire le signal supersymétrique est alors d'effectuer une coupure à 15 GeV, sur l'énergie transverse manquante.

Une grande proportion d'événements supersymétriques passe cette première coupure, de l'ordre de 80 pour cent pour le scénario le plus favorable (scénario c précédent). Le tableau (p 263) montre la proportion d'événements passant cette première sélection pour les différentes masses engendrées.

Pour les événements standards, ce sont les queues de distributions pour un grand nombre d'événements (130000) qui vont jouer.

En effet, même si la proportion d'événements standards DIS passant cette coupure est faible, de l'ordre de 0.1 à 0.2 %, ceci représente un lot d'environ 200 événements standards ayant un $P_{\text{manq}} > 15 \text{ GeV}$ qui viennent noyer le lot d'événements supersymétriques (ref 76).

Pour des raisons de temps calcul, les discussions se feront sur un lot de seulement 45000 événements standards DIS. Dans ces conditions, 81 événements standards DIS passent cette sélection.

Il est par conséquent nécessaire de trouver un critère plus sélectif qui permette d'augmenter la réjection des événements standards DIS. D'autre part, si ce signal supersymétrique peut être extrait, il est légitime de vouloir accéder à l'information sur les masses des sélectrons et des squarks.

iii) A la recherche d'un second critère plus sélectif

L'idée permettant la construction de ce critère est due à Stanco (ref. 76) et repose sur des arguments cinématiques qui vont être repris ici d'une manière un peu différente en ce sens qu'on cherche à utiliser l'information sur la mesure de l'énergie du flot hadronique total, de l'énergie de l'électron diffusé et de l'énergie manquante.

En écrivant la conservation de la quadri-impulsion totale d'un événement supersymétrique entre l'état initial et l'état final, on aboutit à un système de quatre équations avec sept inconnues qui sont ξ (fraction d'énergie du proton emporté par le quark participant à l'interaction dans le repère du laboratoire) et les deux impulsions des deux photinos en supposant, a priori, que la masse de ce photino est nulle:

$$P_p + P_e = P^{\text{hadronique}} + P^{\text{manq}} + P_{e'}$$

pour la conservation de la 4-impulsion totale où P_p et

P_e représentent respectivement les 4-impulsions du proton incident

et de l'électron incident et $P^{\text{hadronique}}$, P^{manq} et $P_{e'}$, sont respectivement les 4-impulsions du flot hadronique, de la composante manquante et de l'électron diffusé. Pour les composantes cette équation revient au système d'équations suivant:

$$\begin{aligned} E_p + E_e &= (1-\xi)E_p + E_{q'} + E^{\text{manq}} + E_{e'} \\ 0 &= P_{xq'} + P_x^{\text{manq}} + P_{xe'} \\ 0 &= P_{yq'} + P_y^{\text{manq}} + P_{ye'} \\ -E_p + E_e &= -(1-\xi)E_p + P_{zq'} + P_z^{\text{manq}} + P_{ze'} \end{aligned}$$

Dans ces équations les masses sont négligées, les indices q' et e' se rapportent respectivement au quark et à l'électron diffusé. ξ représente la

fraction de l'énergie du proton incident emportée par le quark participant à l'interaction dans le repère du laboratoire.

Il est possible de relier les quadri impulsions-intervenant dans ces équations de conservation aux quantités mesurables dans le détecteur à savoir l'énergie manquante, l'énergie du flot hadronique et l'énergie de l'électron diffusé. On supposera de manière très grossière:

$$P_{jet}^{courant} = P_{q'}$$

$$P_{jet}^{cible} = ((1-\xi)E_p, 0, 0, -(1-\xi)E_p)$$

$$P_{hadronique} = P_{jet}^{courant} + P_{jet}^{cible}$$

$P_{q'}$ peut se déduire de la 4-impulsion de tout le flot hadronique.

D'autre part on supposera que:

$$P_t^{manq} = P_{phot1} + P_{phot2}$$

où P_{phot} sont les 4-impulsions des photinos 1 et 2 associés respectivement à l'électron diffusé et au quark diffusé. C'est à dire qu'on assimile la composante manquante aux composantes photinos bien que celle ci puissent avoir d'autres origines comme par exemple des particules s'échappant par le tube faisceau (on rappelle que cette dernière source due aux effets instrumentaux est responsable de la composante manquante des événements DIS).

Ainsi les 4-impulsions P_t^{manq} , $P_{hadronique}$ et P_e , pouvant

être mesurées dans le détecteur permettent de remonter aux 4-impulsions intervenant dans l'équation de conservation.

Pour résoudre ce système, il faut donner des valeurs particulières à trois des inconnues. Le choix se porte sur les trois composantes de l'impulsion de l'un des deux photinos, par exemple celui associé à l'électron diffusé.

Les valeurs particulières seront fournies par un réseau tridimensionnel où chaque dimension correspond à une composante de l'impulsion du photino de l'électron diffusé. Le réseau choisi est un réseau cubique de 200 GeV³ de volume avec un maille de 10 GeV et l'origine située au milieu du cube. Une solution cinématique est alors calculée à chaque noeud du cube pour chaque événement supersymétrique. Chaque solution permet de reconstruire la cinématique de l'événement, en particulier la masse du sélectron et la masse du squark.

$$P_{se}^2 = m_{se}^2 \quad \text{avec} \quad P_{se} = P_{e'} + P_{phot1}$$

$$P_{sq}^2 = m_{sq}^2 \quad \text{avec} \quad P_{sq} = P_{q'} + P_{phot2}$$

Où les indices se et sq se rapportent respectivement au sélectron et au squark. La 4-impulsion du photino 2, $P_{\text{phot}2}$, se déduit

des valeurs de $P_{\text{phot}1}$ du réseau et des équations de conservation précédentes. Ces solutions peuvent s'exprimer à partir des quantités mesurables précédentes et de la valeur d'un point du réseau. Pour un événement, on se retrouve avec autant de masses de sélectron et de squark candidates que le réseau contient de point, c'est à dire huit mille. L'étape suivante consiste à trouver les combinaisons possibles de masses de sélectron et de squark compatibles avec la cinématique de l'événement. Ceci peut se faire en imposant l'égalité entre l'énergie totale reconstruite et l'énergie totale incidente.

-Pour un événement, le nombre de combinaisons possibles sera le

nombre N de masses physiques reconstruites correspondant à un réseau particulier de trois variables choisies.

-Les moyennes de ces masses reconstruites seront les masses dites cinématiques

La Figure 93 montre la distribution de masses physiques reconstruites pour un événement supersymétrique engendré avec $m(\text{sélectron}) = m(\text{squark}) = 60 \text{ GeV}$:

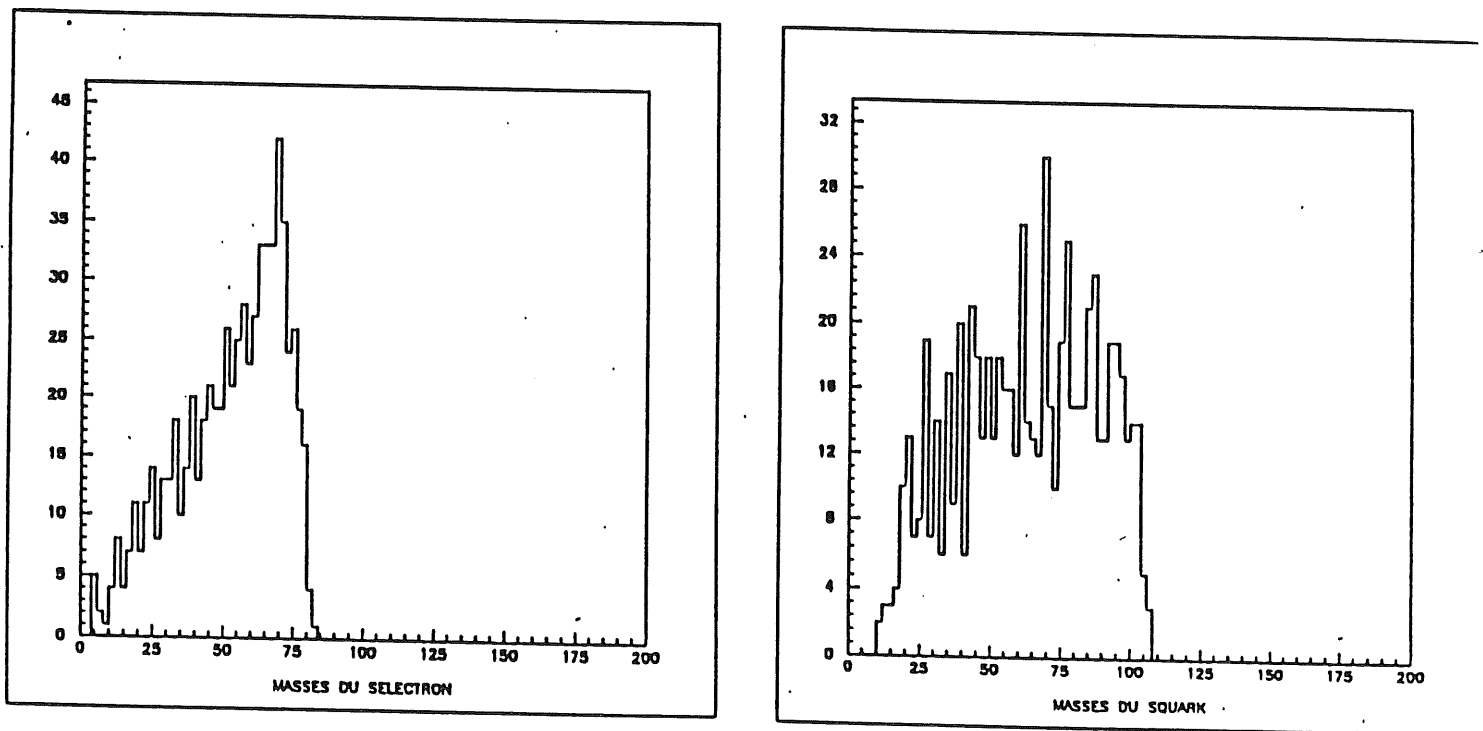


Figure 93. Masses cinématiques reconstruites du sélectron et du squark (en GeV) pour un seul événement supersymétrique.

Le nombre de masses reconstruites est $N = 676$

Les masses cinématiques moyennes sont:

$$m_{\text{cin}}(\text{sélectron}) = 52.83 + 18.21 \text{ Gev}$$

$$m_{\text{cin}}(\text{squark}) = 63.51 + 24.46 \text{ Gev}$$

Les masses des sparticules sont reconstruites avec des effets systématiques de l'ordre de 10 % .

Pour vérifier le caractère non particulier de cet événement, la démarche de la référence (76) a été reprise. Cent fois dix événements ont été engendrés et la distribution des masses cinématiques moyennées sur chacun des dix lots d'événements a été construite et représenté sur la Figure 94, page 261 et la Figure 95, page 262 avec pour résultat sur les masses cinématiques moyennes du sélectron et du squark:

$$m(\text{sélectron}) = 69.92 + 15.30 \text{ Gev}$$

$$m(\text{squark}) = 71.78 + 9.45 \text{ Gev}$$

Pour des masses engendrées de 60 Gev

Les masses peuvent être reconstruites avec des effets systématiques de l'ordre de 10 % à 15 % . Les autres masses engendrées sont elles aussi reconstruites avec des effets systématiques de l'ordre de 10 à 15 % comme le montre le tableau suivant (unité en Gev):

masses engendrées	masses reconstruites sélectron	masses reconstruites squark
50 Gev	59.48 + 15.09	63.29 + 11.29
60 Gev	69.92 + 15.35	71.78 + 9.45
70 Gev	79.43 + 16.21	81.98 + 10.27
80 Gev	92.36 + 15.60	95.39 + 10.15
90 Gev	99.02 + 19.96	107.90 + 10.87

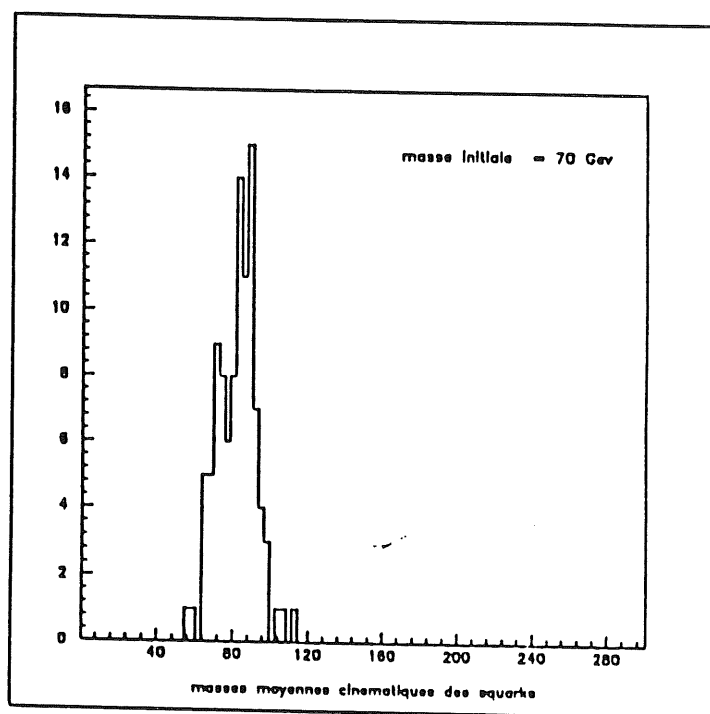
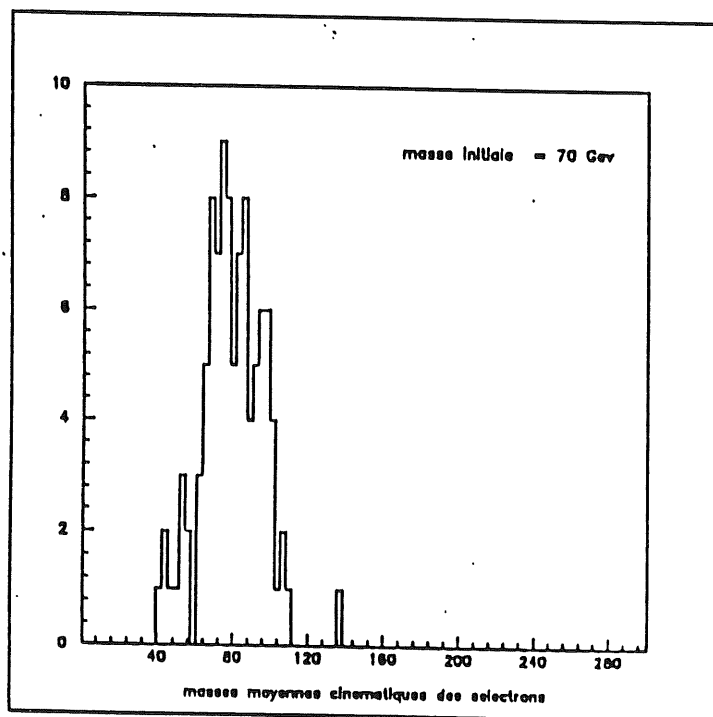
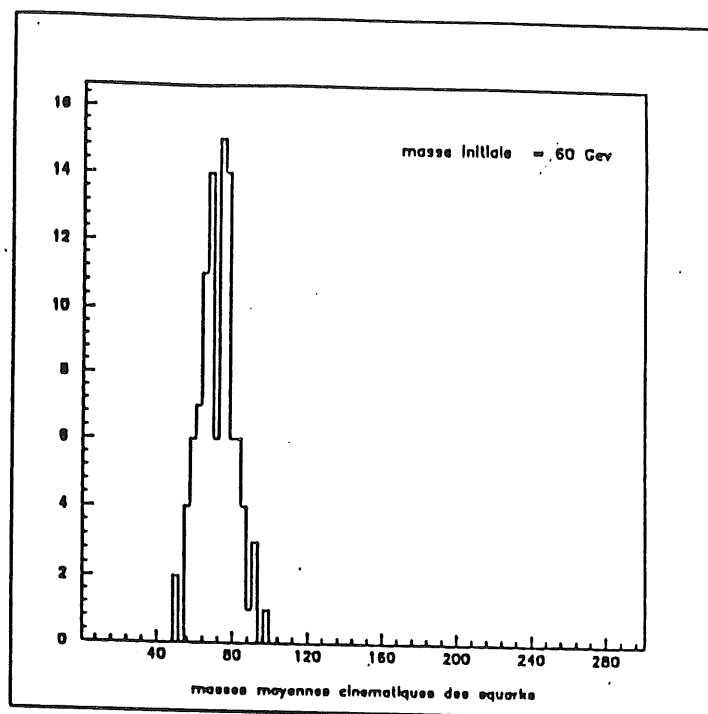
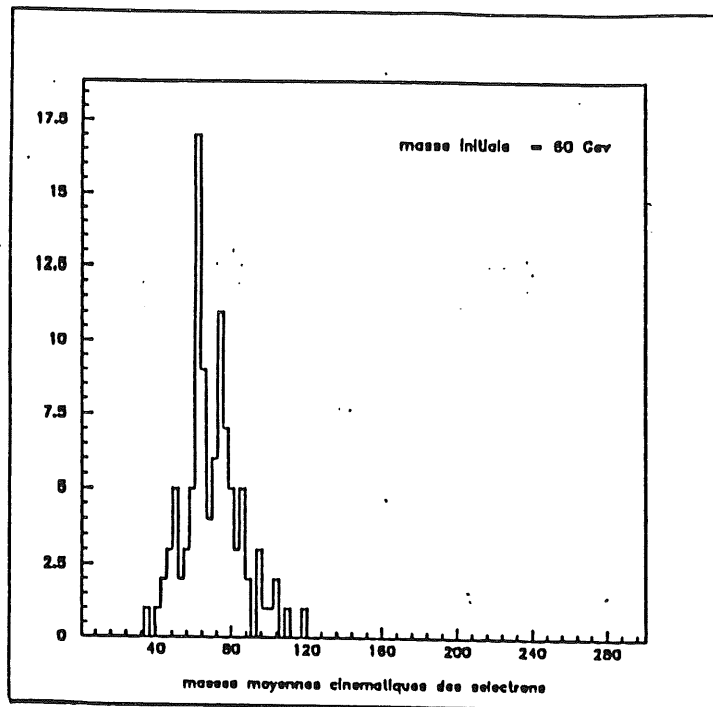


Figure 94. Masses moyennes cinematiques reconstruites (en GeV)

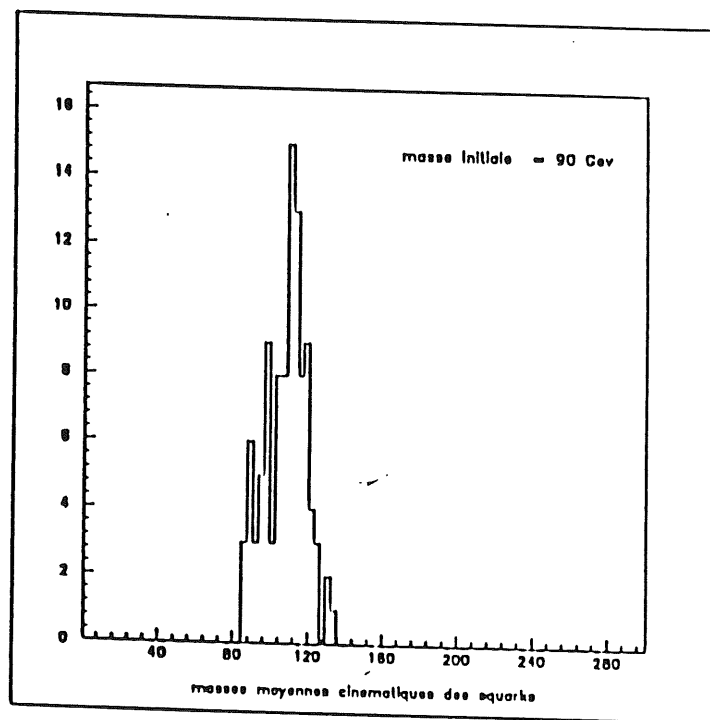
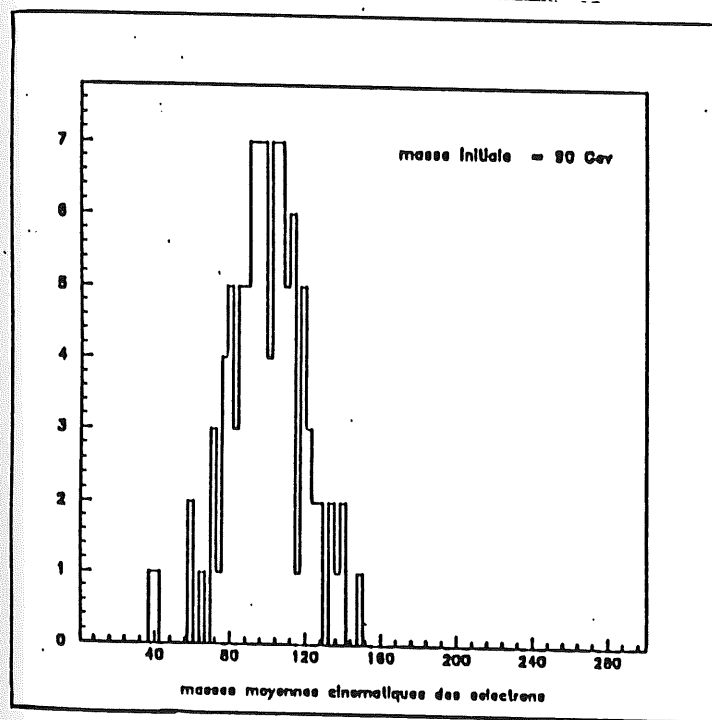
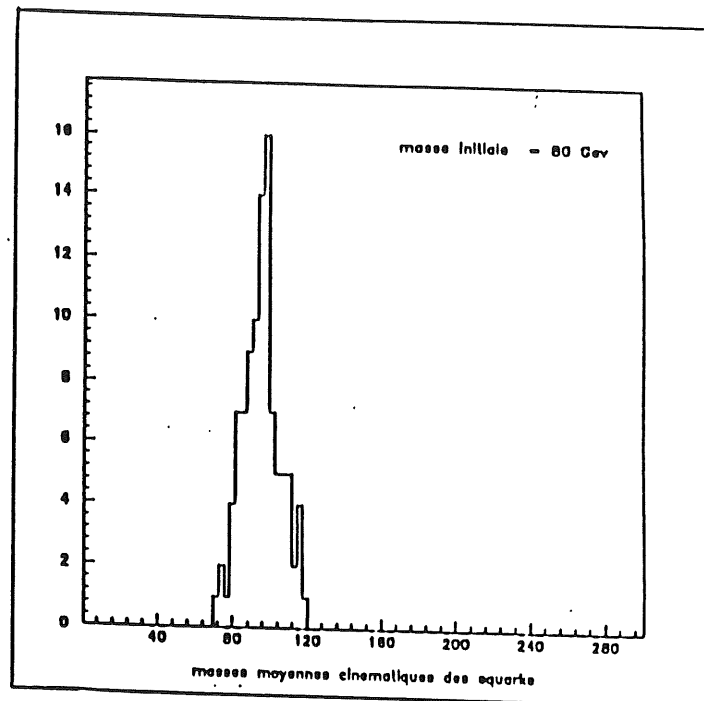
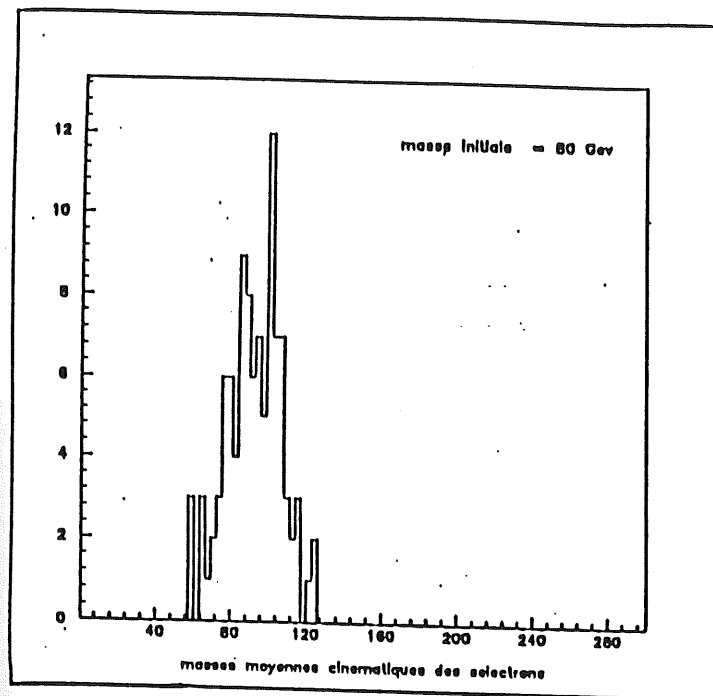


Figure 95. Masses moyennes cinématiques reconstruites (en GeV)

Ces effets systématiques peuvent avoir plusieurs origines. D'une part, l'hypothèse d'assimiler toute la composante manquante au deux photinos uniquement. Compte tenu des effets instrumentaux, cette composante manquante est en fait plus importante que si elle ne venait que des deux photinos.

Par conséquent dans le calcul des masses reconstruites qui tient compte de la composante manquante comme si elle ne venait que des deux photinos, la tendance sera de surestimer les masses de sélectron et de squark. D'autre part, ces différences peuvent être liées aux paramètres du réseau à savoir son volume et sa maille.

Ces valeurs montrent que cette méthode permet de reconstruire les masses des particules supersymétriques même avec un lot de seulement 10 événements identifiés comme étant des événements supersymétriques.

L'interprétation physique de la variable N demande encore à être éclaircie.

Cette variable N , nombre de masses cinématiques reconstruites, prend de grandes valeurs > 400 (Figure 92, page 256) pour des événements supersymétriques, avec des événements étalés dans le plan N , énergie transverse manquante. Si cette procédure est appliquée aux événements standards, alors traités comme s'ils étaient des événements supersymétriques, la distribution de N en fonction de l'énergie transverse manquante est concentrée pour de petites valeurs de cette énergie comme le montre la (Figure 92, page 256). Il faut que la maille du réseau choisi soit suffisamment grande.

Une coupure sur N par exemple $N > 400$ sert alors de critère supplémentaire qui permet d'augmenter la réjection du bruit de fond standard. Pour les 45000 événements engendrés, aucun ne passent ces deux coupures combinées ce qui correspond à deux événements standards passant ces coupures à un niveau de confiance de 90 %. En conséquence moins de 0.01 % des événements standard DIS passent ces sélections à 90 % de niveau de confiance. les événements supersymétriques qui passent ces coupures sont dans le tableau suivant (pour le scénario le plus favorable):

masses engendrées	nombre total	sélection 1	sélection 2	1 + 2
		nombre après $P_t^{\text{manq}} > 15 \text{ GeV}$	nombre après $N > 400$	nombre après les deux
50 GeV	700	584	221	180
60 GeV	300	263	141	120
70 GeV	150	141	88	80
80 GeV	52	49	39	36
90 GeV	20	16	13	10

L'utilisation des ces critères de sélection sur les deux catégories d'événements (standard et non standard) nécessite de la part du détecteur une très bonne identification des électrons et une mesure précise de l'énergie électromagnétique et hadronique.

La combinaison des deux critères de sélection permettent d'obtenir une bonne réjection des événements standards DIS, tous rejetés pour 45000 engendrés avec une efficacité sur les événements supersymétriques de l'ordre de 50 %

Ce second critère permet d'accéder à l'information sur les masses des sparticules avec des erreurs systématiques de l'ordre de 10 à 15 %. Néanmoins il reste un certain nombre de points à éclaircir:

- Une interprétation physique pour la variable N

- La masse du photino a été supposée nulle. Si cette masse n'est pas nulle (le neutralino le plus léger peut avoir une masse même petite de l'ordre de quelques GeV), il se pose la question de savoir quel est son influence sur l'ensemble de cette méthode et sur les masses reconstruites des sparticules.

- Il peut alors se poser la question de trouver un moyen d'accéder à l'information sur cette masse du photino si celle-ci n'est pas nulle.

- Un autre point à éclaircir vient du réseau lui-même à savoir quelle est l'influence du choix des trois inconnues, du volume du réseau et de sa maille sur les masses reconstruites.

- N'ont été considérés pour l'instant que les bruits de fond standard de la diffusion profondément inélastique. Quel est le sort de ces critères de sélection quand ils sont appliqués à des événements de production de quark top et sa désintégration semi-leptonique?

- De même, seules les signatures simples ont été considérées pour les événements supersymétriques. Il faudra envisager les cas des désintégrations supersymétriques plus compliquées.

Dans les références (70), d'autres mesures de paramètres sont suggérées. Elles concernent les paramètres intervenant dans les matrices de masses des jauginos qu'on espère accessibles à travers des mesures d'asymétries de charges et d'hélicités.

La mesure de ces paramètres doit permettre d'obtenir des informations sur les brisures de supersymétrie.

Mais le problème de départ reste l'identification du signal supersymétrique.

iv) Fond dues à la production de paires de quarks lourds

Le générateur d'événements standards utilisé a été étendu de manière à engendrer des événements de production de paires de quark antiquark lourds par processus de fusion boson gluon (ref. 79). A une luminosité intégrée de 200 pb⁻¹ environ 230 événements tt pour des processus à courants neutres sont attendus à HERA pour une masse de top de 50 GeV (chapitre 2) et de l'ordre de 3.3 10⁵ événements bb. Ces événements ont été engendrés puis la procédure de sélection décrite dans ce qui précède a été appliquée. La Figure 96, page 265 représente les distributions d'énergie transverse manquante en fonction de l'énergie transverse de l'électron diffusé.

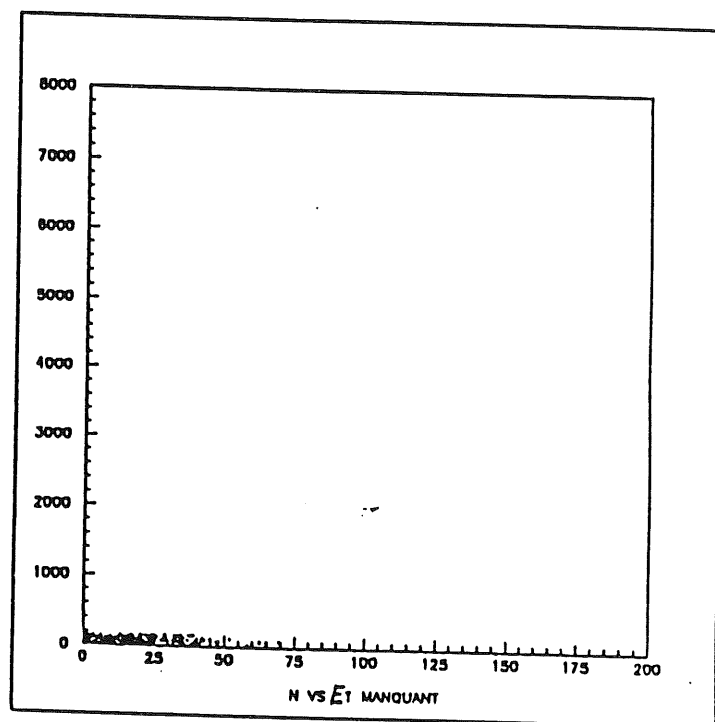
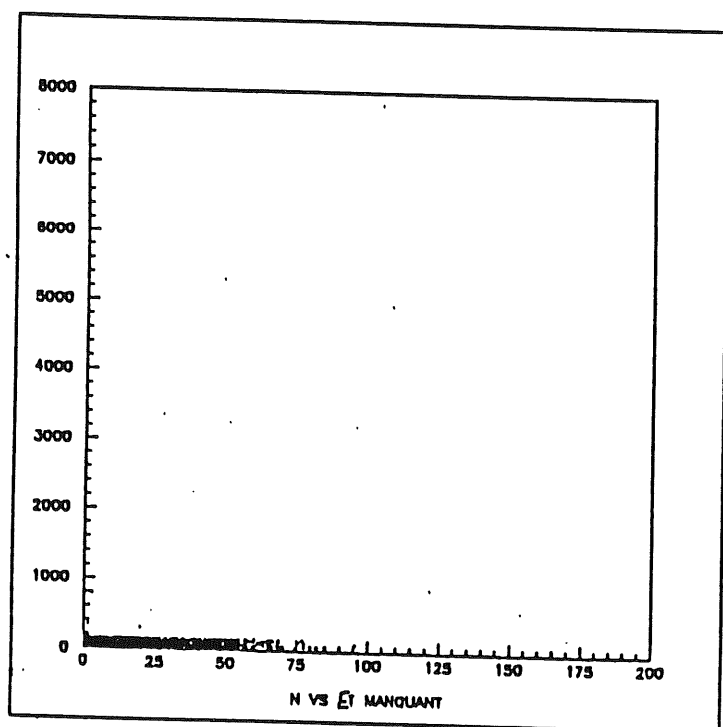
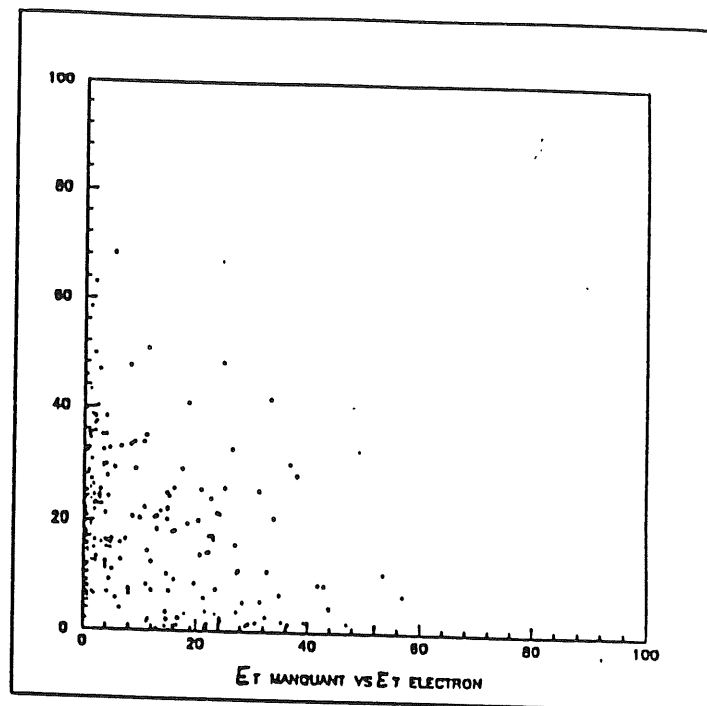
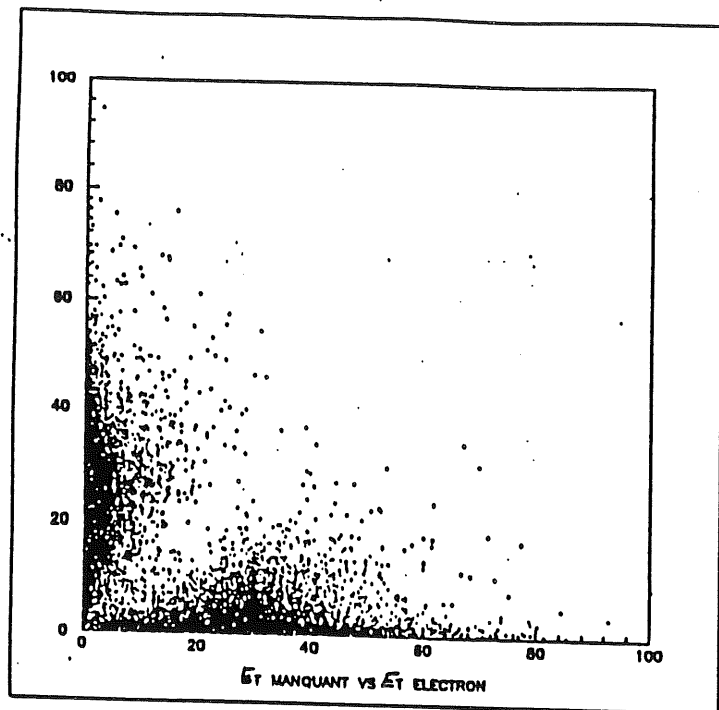


Figure 96. Evénements $b\bar{b}$ et $t\bar{t}$ ($b\bar{b}$ figures de gauche et $t\bar{t}$ figure de droite, les énergies sont en GeV).

La Figure 96 montre les distributions du nombre de masses cinématiques reconstruites N . Le tableau suivant montre les événements qui passent le deux première sélection décrites dans les paragraphes précédents. Pour des raison de temps calcul, seulement 40000 paires de quark $b\bar{b}$ ont pu être engendrées.

événements $b\bar{b}$			événements $t\bar{t}$		
engendrés 40000			engendrés 230 ($m_{top} = 50 \text{ GeV}$)		
sélection 1	sélection 2	combinaison 1 + 2	sélection 1	sélection 2	combinaison 1 + 2
15537	2	0	127	0	0

Où on appelle désormais sélection 1, la sélection $p_{t\text{manq}} > 15 \text{ GeV}$, sélection 2, la sélection $N > 400$ et sélection 1+2 la combinaison des deux sélections précédentes.

Si aucun événement de paire $b\bar{b}$ ne passe la sélection 1+2, ceci correspond alors à une limite supérieure de deux événements à 90 % de limite de confiance, c'est à dire de l'ordre d'une vingtaine d'événements venant noyer le lot d'événements supersymétriques. Par conséquent la limite supérieure de la fenêtre d'observabilité sur les masses de sélectron et squark a tendance à diminuer vers 160 GeV à cause des événements de production de quark b à courants neutres.

Dans cette première approche, le bruit de fond dû aux quarks top créés par fusion boson-gluon à courants neutres où l'électron diffusé isolé (ref. 40) est identifié semble pouvoir être contrôlé.

v) Les désintégrations de squarks en gluinos

Dans les paragraphes précédents, on n'a pas tenu compte des relations de masses qui découlent des théories effective de supergravité $N=1$.

En supposant que le squark se désintègre uniquement en quark et photino, les désintégrations de squarks en gluinos et quarks se trouvent exclues, ce qui revient à supposer implicitement que la masse du gluino est très supérieure à la masse du squark. Or cette hypothèse n'est pas toujours exacte dans toutes les classes de modèles de supergravité $N=1$. En effet, dans ces modèles de supergravité $N=1$, brisés par l'effet superhiggs à une échelle d'unification $M_X > 10^{16} \text{ GeV}$, les équations du groupes de renormalisation permettent de fixer les masses et les couplages à des échelles de l'ordre de 100 GeV et en conséquence les masses des gluinos et des squarks sont sujettes à des contraintes particulières (ref. 34 à 39). Les lagrangiens effectifs contiennent des termes de brisures douces de la supersymétrie (chapitre I) faisant intervenir des paramètres de brisure qui sont eux aussi renormalisés à basse énergie.

En particulier, dans les modèles de supergravité $N=1$ minimale avec le contenu minimal en champs (voir chapitre I), les masses de gluinos et de squarks peuvent être obtenues à partir des équations du groupe de renormalisation et être exprimées à l'aide de certains de ces paramètres de brisure:

$$m_{\text{gluino}} = 3 R_X M_{3/2} = 3 M_{1/2}$$

$$m_{\text{squark}}^2 = M_{3/2}^2 + 8/9 (m_{\text{gluino}}^2 - M_{1/2}^2)$$

Avec les notations suivantes (ref. 72 à 74):

$M_{3/2}$ est l'échelle de masse provenant de la brisure de la supersymétrie locale et donne l'ordre de grandeur à l'échelle M_X entre les masses de fermions et

de bosons, champs de matière (multiplets de matière du secteur observable), partenaires supersymétriques.

$R_x = M_{1/2} / M_{3/2}$ où $M_{1/2}$ est la masse des jauginos et en particulier ici celle des gluinos à l'échelle M_x .

Les facteurs 3 et 8/9 proviennent du fait que c'est un contenu minimum en champs qui est considéré dans le modèle de supergravité basse énergie (ref. 73). Dans le cas de contenus en champs non minimaux, ces facteurs changent (le facteur groupiste 8/9 évolue vers des valeurs supérieures) avec pour conséquence de maintenir la masse du squark supérieure à la masse du gluino.

Ces contraintes ont les conséquences suivantes sur les masses de gluinos et de squarks (Figure 97, page 268):

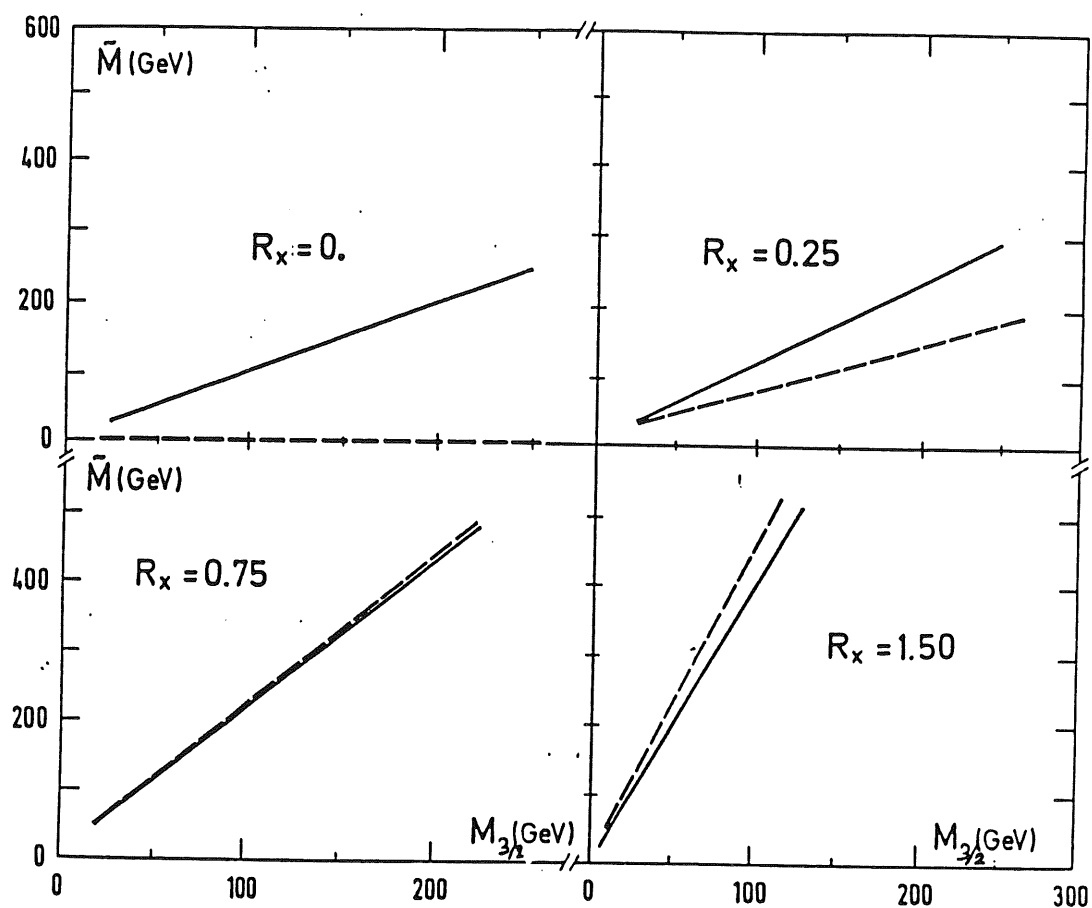


Figure 97. Masses des squarks et gluinos en fonction de $M_{3/2}$ pour différentes valeurs de R_x (tirée de la référence 73).

Pour R_x tendant vers 0 la masse des gluinos tend à être très inférieure à la masse des squarks.

Pour $R_x < 0.75$ la masse des squarks reste supérieure à la masse des gluinos

Pour $R_x = 0.75$ les masses de gluinos et de squarks sont égales, il y a dégénérescence entre la masse de gluinos et la masse des squarks.

Pour $R_x > 0.75$ les masses des squarks et des gluinos restent quasi dégénérées (le gluino devie un peu plus massif) et indépendantes de $M_{3/2}$

Les masses de gluinos et de squarks ont donc tendance à être dégénérées. Ceci est une conséquence de la contribution du gluino à la renormalisation de la masse du squark (boucle de gluino et de quark ordinaire léger dans le propagateur du squark où les effets du quark top ne sont pas pris en compte (ref. 73)). Il est possible d'établir une hiérarchie plus fine entre les différentes masses des différents types de squarks partenaires des différentes saveurs de quarks ordinaires et la masse du gluino, hiérarchie, due à l'influence d'un troisième paramètre de brisure, mais on ne rentrera pas dans ces détails (voir ref. 73 et 74) Le fait important est que la masse du gluino reste dégénérée avec la masse moyenne des squarks.

Par conséquent, Il faut envisager les désintégrations de squarks en quarks et gluinos. Celles ci entrent alors fortement en compétition avec les désintégrations de squarks en quarks et photinos. Les gluinos se désintègrent à leur tour en paires quark-antiquarks plus photino, ou de manière plus compliquée si le squark se désintègre à nouveau en gluinos. On peut s'attendre à ce que ce photino soit plus mou que s'il provenait directement de la désintégration du squark en quark photino.

Les signatures qui découlent des processus de désintégration en gluinos seront encore du type électron + flot hadronique (multi jet) énergie manquante. Bien que l'origine de la composante manquante et de la composante hadronique soit plus complexe, ces signatures ne se distinguent pas des signatures qui ont pour origine les désintégrations de sélectron en électron + photino et squark en quark + photino. Mais s'il existe une possibilité de bien reconstruire tous les jets à HERA, alors ces signatures peuvent se distinguer (signature à deux jets et signature à quatre jets). Dans ce chapitre, aucun algorithme de jet n'est pris en considération. Donc en présence de cette signature, on peut utiliser les procédures de sélection des événements supersymétriques décrites dans les paragraphes précédents. Cette procédure a été construite en supposant que le squark se désintègre très simplement en photino et elle est utilisée directement sur des événements où le squark se désintègre en gluino (puisque les signatures ne se distinguent pas). En pratique, deux cas distincts ont été examinés:

i) le gluino est léger et sa masse est arbitrairement fixée à 5 GeV dans la simulation Monte Carlo. On se place alors dans le cas où la masse du squark est très supérieure à la masse du gluino puisque les événements sont engendrés avec des masses de squarks supérieures ou égales à 50 GeV. Compte tenu des limites actuelles sur la masse du gluino (ref. 69) cette hypothèse reste arbitraire mais utile pour la présente discussion. Ces limites n'excluent pas l'hypothèse d'une masse de gluino très inférieure à la masse du squark (les modèles de supergravité basse énergie avec des masses renormalisées permettent de fixer la masse du gluino à environ 40 GeV et celle du squark à plus de 150 GeV) mais cette dernière serait située en dehors de la fenêtre d'observabilité de HERA.

ii) les masses des squarks et des gluinos sont dégénérées. Dans la simulation, on prendra arbitrairement $m(\text{gluino})/m(\text{squark})$

supérieur ou égal à 0.9 et inférieur à 1.

Les distributions d'énergie transverse manquante en fonction de l'énergie transverse de l'électron ainsi que les masses cinématiques reconstruites sont représentées sur la Figure 98 et Figure 99, page 271

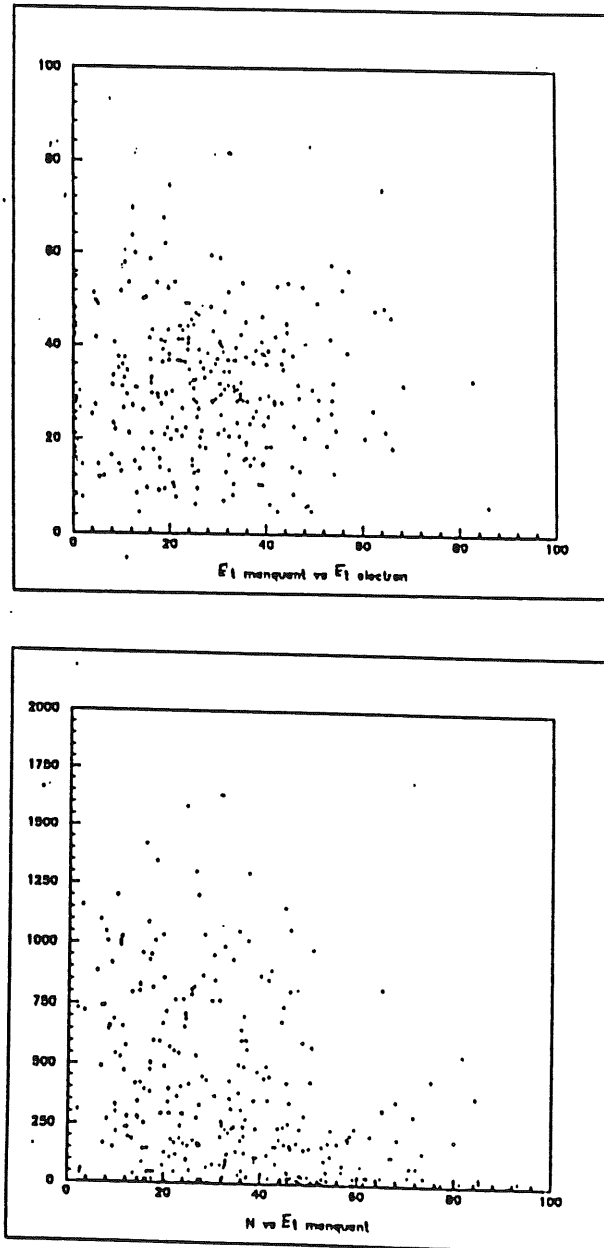


Figure 98. Evénements avec une masse de gluino de 50 GeV (Les énergies sont en GeV)

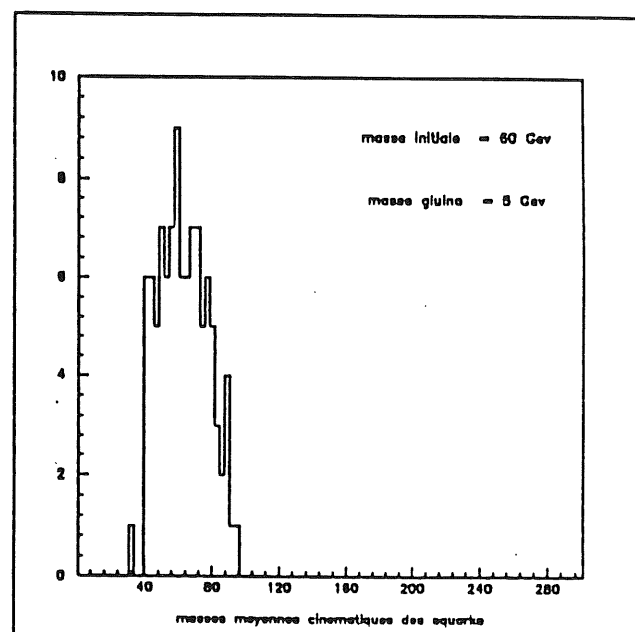
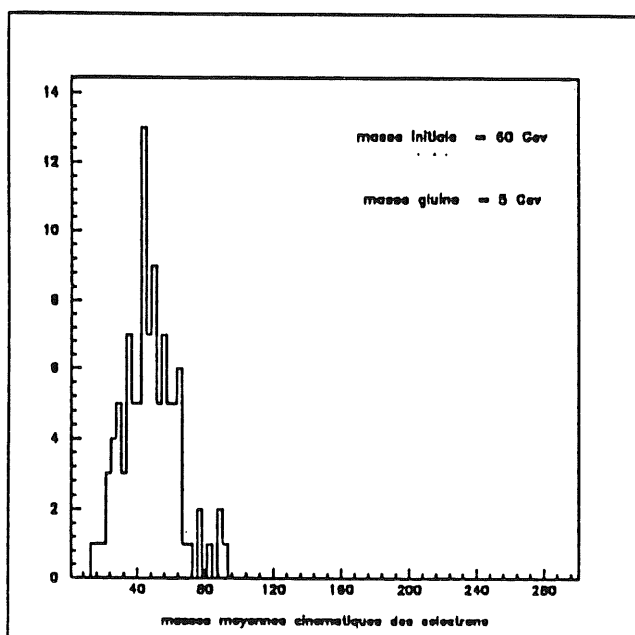
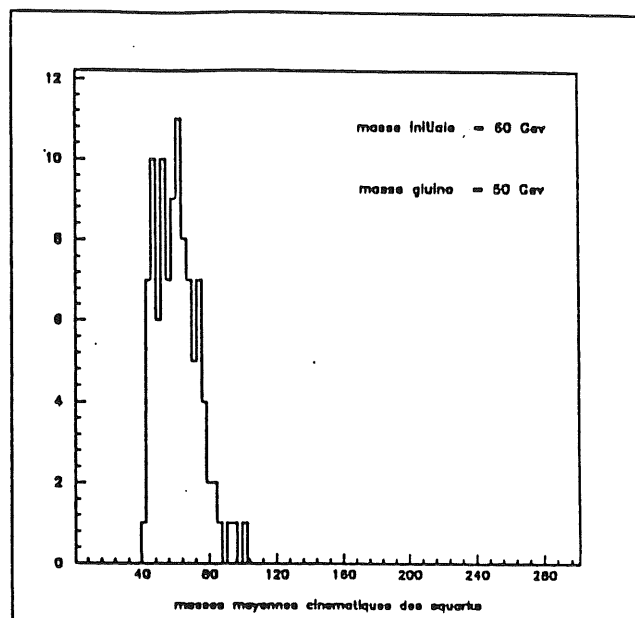
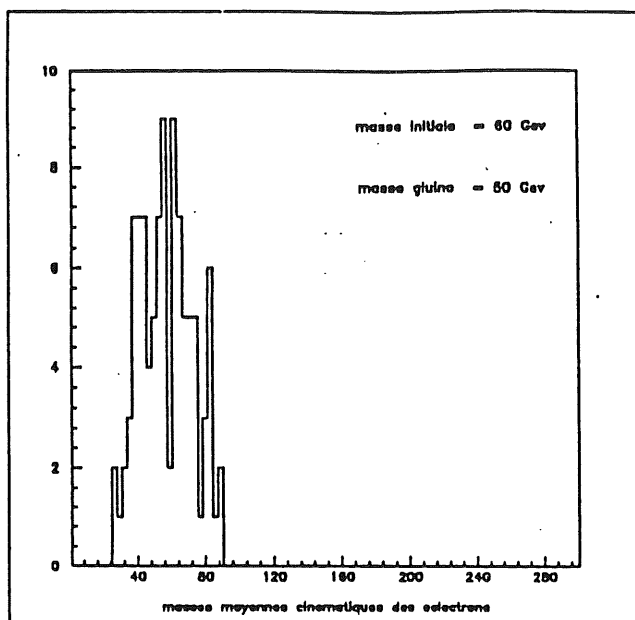


Figure 99. Masses cinématiques reconstruites (en GeV)

Le résultats sur les différentes sélections utilisées sont indiquées dans le tableau suivant (les productions de sélection et de squark sont envisagées dans le cadre du scénario c précédent):

$$m(\text{squark}) \gg m(\text{gluino}) = 5 \text{ GeV} \quad 0.9 < m(\text{gluino})/m(\text{squark}) < 1$$

masses sélectron + squark	sélections			sélections		
	1	2	1 + 2	1	2	1 + 2
100 GeV	553	137	108	569	81	71
120 GeV	262	59	54	254	104	91
140 GeV	129	49	42	131	76	70
160 GeV	49	20	17	49	35	33
180 GeV	20	7	7	19	15	14

Dans le cas i) d'une désintégration de squark en gluino avec une faible masse de gluino, le nombre d'événements rejetés après les sélections (1 + 2) est plus élevé que dans le cas où le squark se désintègre en photino et quark, (La sélection 1 ne modifie pas la réjection des événements supersymétriques). Les désintégrations intermédiaires des gluinos ont tendance à diluer la cinématique des événements par rapport aux événements avec un photino produit directement (On rappelle que la procédure qui permet de calculer le nombre de masses cinématiques est construite avec l'hypothèse d'une désintégration directe de squark en photino et qu'on l'applique au cas où le squark se désintègre en gluino car les signatures résultantes ne se distinguent pas) d'où des possibilités plus contraintes pour la reconstruction des masses. Le nombre d'événements rejetés important (> 65 pour cent) lorsque les masses de sélectron et de squark sont élevées, 180 GeV, a pour effet de rendre critique la détection de ces particules d'autant plus que le scénario envisagé jusqu'ici (scénario c) sur la production est le plus optimiste. Par conséquent, si le squark se désintègre en gluino léger (quelque GeV) et en utilisant les critères de sélection décrit jusqu'ici, la limite supérieure de détectabilité sur les masses des particules supersymétrique aurait tendance à diminuer vers 160 GeV pour les scénarii de production les plus optimistes.

Dans le cas ii) où les masses du squark et du gluino sont dégénérées, le nombre d'événements supersymétriques rejetés après les sélections (1+2) est important, de l'ordre de 80 %, pour des masses de sélectron et de squark inférieures à 70 GeV (somme des masses inférieures à 140 GeV environ). Mais le nombre de sélectron et de squark produit est suffisamment élevé, tout au moins dans le scénario le plus optimiste (de l'ordre de la centaine d'événements produits dans le scénario c), pour ne pas compromettre la détection. Pour des masses de sélectron et de squark supérieures à 70 GeV, la réjection devient comparable à la réjection obtenue avec des événements où le squark se désintègre directement en photino, mais le nombre de sélectron et de squark produit devient petit pour ces domaines de masses (inférieur à la cinquantaine). Pour le scénario c le plus optimiste sur le taux de production de sélectron et de squark, cet effet ne modifie pas la fenêtre d'observabilité de la supersymétrie même si le nombre d'événements sélectionnés devient inférieur à la centaine.

Le résultats sur les masses cinématiques moyennes sont pour des masses engendrées de 60 GeV (Figure 99, page 271):

- cas i)

$$m(\text{sélectron}) = 47.54 + 15.64 \text{ GeV}$$

$$m(\text{squark}) = 62.99 + 14.24 \text{ GeV}$$

- cas ii)

$$m(\text{sélectron}) = 56.99 + 15.60 \text{ GeV}$$

$$m(\text{squark}) = 61.31 + 12.32 \text{ GeV}$$

Les résultats sur les masses cinématiques reconstruites moyennes montrent deux effets inférieurs ou égaux aux écarts types sur la moyenne mais plus important pour le cas i) que pour le cas ii):

D'une part les masses cinématiques reconstruites sont systématiquement inférieures à celles obtenues dans le cas où le squark se désintègre directement en photino, de 15 à 30 % .

D'autre part, il apparaît que les différences entre les masses reconstruites de sélectrons et les masses de squarks sont plus importantes, de l'ordre de 15 % contre 3 % environ pour des événements de désintégration directe de squark en photino + quark.

Comme on l'a déjà remarqué, à cause des désintégrations intermédiaires du gluino, la cinématique de l'événement est "diluée" et par conséquent, à énergie de squark égale, l'énergie prise finalement par le photino est plus petite que si ce photino venait directement de la désintégration du squark. A énergie de sélectron égale et à énergie de squark égale, l'énergie manquante totale (due au deux photinos) a aussi tendance à être plus petite. Par conséquent, en présence d'un événement avec désintégration en gluino et si on applique la procédure de reconstruction des masses cinématiques, construite avec l'hypothèse d'un événement supersymétrique où le squark s'est directement désintégré en photino, alors le calcul des masses cinématiques reconstruites des sélectrons et des squarks donnent des résultats où ces masses sont inférieures.

D'autre part, la différence entre la masse reconstruite moyenne du squark et la masse reconstruite moyenne est due au réseau. En attribuant avec le réseau des valeurs particulières à l'impulsion de l'un des deux photinos, on peut reconstruire la masse de la particule correspondante mais les composantes du second photino se trouvent contraintes et la masse de la particule correspondante aussi. Puisque les masses sont reconstruites en utilisant l'information sur l'impulsion manquante totale et que l'impulsion manquante totale est plus petite dans le cas de la désintégration en gluino, la masse reconstruite moyenne du sélectron peut ne pas être égale à la masse reconstruite moyenne du squark. Il faut toujours garder à l'esprit que la procédure utilisée suppose a priori que la désintégration du squark s'est faite en photino et que dans le raisonnement, la comparaison des deux types de désintégration se fait entre squarks de même énergie et sélectrons de même énergie. Le fait qu'on trouve une masse de sélectron plus faible alors qu'on s'attend à ce que ce soit le squark qui ait une masse plus faible, n'est pas

significatif. Ceci tient au choix de l'impulsion du photino de l'électron diffusé pour l'attribution de valeurs particulières par l'intermédiaire du réseau. L'important est que les masses reconstruites soient différentes alors que les masses engendrées sont égales. Par conséquent, en raison de cette possibilité du squark de se désintégrer en gluino+quark, cette méthode ne permet pas de savoir si les masses de sélectron et de squark sont égales.

Le fait que ces deux effets soient plus important pour le cas i) que pour le cas ii) réside dans le fait que si la masse du gluino est dégénérée avec la masse du squark, celui ci emportera la majeure partie de l'énergie lors de la désintégration du squark et l'énergie du quark de désintégration (top exclu) pourra être négligée. Quand ce gluino se désintègre à son tour en quark-antiquark et photino l'énergie emportée par le photino est telle qu'il est possible de se ramener au cas de la désintégration directe du squark en photino avec un petit facteur d'atténuation (ref. 73) de l'ordre de 0.8 sur l'énergie transverse. C'est l'effet "propulseur" (ref. 73) de la désintégration du squark lorsque les masses de gluinos et de squarks sont dégénérées. les masses reconstruites de sélectron et de squark sont dans le cas ii) égales 5 Gev près mais systématiquement inférieure d'un facteur aussi de l'ordre de 0.8 par rapport aux masses reconstruites dans le cas de désintégration directe de squark en photino.

La possibilité de désintégration du squark en gluino et quark apporte les conclusions suivantes:

- Sans procédure d'identification de jets proches les uns des autres, la signature en électron + énergie manquante + flot hadronique résultante ne se distingue pas des signatures provenant de la désintégration du squark directement en photino + quark. La procédure de sélection des événements décrites dans les paragraphes précédents (qui suppose la désintégration directe en photino de masse nulle) est alors utilisée.
- En supposant que la masse du gluino soit très inférieure à celle du squark, la limite supérieure de la fenêtre d'observabilité a tendance à diminuer vers 160 Gev dans le scénario de production le plus favorable.
- En supposant que la masse du gluino soit dégénérée avec la masse du squark, la fenêtre d'observabilité sur les masses n'est pas modifiée. La désintégration du squark en gluino massif puis la désintégration de ce dernier en quark-antiquark et photino peut se ramener au cas de la désintégration du squark en quark et photino directement
- Les masses cinématiques des sélectrons et des squarks peuvent être reconstruites. En moyenne, les masses des sélectrons et les masses des squarks deviennent différentes et inférieures par rapport aux masses calculées dans le cas où le squark s'est effectivement désintégré en quark + photino. L'ordre de grandeur de ces effets diminue si on passe de l'hypothèse d'une masse de gluino petite par rapport à la masse du squark à l'hypothèse d'une masse de gluino dégénérée avec la masse du squark.

vi) Contraintes sur les sections efficaces

Non seulement les équations du groupe de renormalisation dans le cadre de la théorie de supergravité minimale $N=1$ contraignent les masses des jauginos (cf le paragraphe sur le calcul des sections efficaces où les masses de sélectron et de squark sont laissées comme des paramètres libres, voir aussi l'appendice pour les matrices de masse) et la masse des gluinos (cf paragraphe précédent), mais encore contraignent les masses des autres particules supersymétriques comme les sleptons et les squarks. Dans le cadre strict d'une supergravité minimale basse énergie $N=1$, ces dernières masses ne peuvent plus apparaître comme des paramètres libres comme il a été supposé jusqu'ici, elles sont sujettes à des contraintes données dans l'appendice. En conséquence les sections efficaces de production sont elles mêmes contraintes. En effet, les paramètres importants qui interviennent alors dans l'expression des masses (appendice et ref. 73) sont d'une part les paramètres de brisure M_3, M_2 et M_1 reliés à $M_{1/2}$ par:

$$M_3 = M_2 = M_1 = M_{1/2}$$

à une échelle de grande unification M_x ($M_{1/2}$ masse des jauginos) et après renormalisation à l'échelle $O(m_w)$ par (ref. 173 et 70):

$$M_3 = 3 M_{1/2} \quad M_2 = 2 M_1 = 0.82 M_{1/2}$$

D'autre part l'autre paramètre important est le paramètre $M_{3/2}$ (parfois noté m_0 défini à l'échelle de grande unification M_x et relié à la masse du gravitino.

Les sections efficaces de production de sleptons et de squark peuvent alors être exprimées en fonction du paramètre $M_{3/2}$ pour différents scénarii de mélange de jaugino.

Les différents scénarii correspondent à différentes valeurs des paramètres M_2 et m_μ qui interviennent dans la matrice des jauginos, voir les paragraphes précédents.

scénario a: $m_{N1}=10, m_{C1}=30, M_2=17.3, m_\mu=-493.2$

scénario b: $m_{N1}=10, m_{C1}=80, M_2=16.4, m_\mu=-24.7$

scénario c: $m_{N1}=20, m_{C1}=30, M_2=32.1, m_\mu=77.3$

scénario d: $m_{N1}=20, m_{C1}=50, M_2=35.5, m_\mu=-410.0$

Où les masses sont en GeV ($m_{N4} = |m_\mu|$)

Dans la référence (70), ces sections efficaces ont été calculées et sont reproduites sur la Figure 100, page 277.

Dans le tableau suivant, on indique le nombre d'événements attendus pour deux valeurs différentes de $M_{3/2}$

	scénario a	scénario b	scénario c	scénario d
$M_{3/2}=25 \text{ GeV}$	-	-	60	100
$(M_{1/2}=40 \text{ GeV})$				

$$M_{3/2} = 65 \text{ GeV}$$

$$(M_{1/2} \approx 20 \text{ GeV}$$

40

30

2

4

Compte tenu de ces valeurs des paramètres $M_{1/2}$ et $M_{3/2}$, les masses des sélectrons, squarks, neutralinos le plus léger (photino) et gluino sont portés dans le tableau suivant pour les scénarios a et d. Ces valeurs découlent des relations sur les masses des particules supersymétriques contraintes par les équations du groupe de renormalisation. Le scénario a est un scénario favorable de production (40 événements) dans le cas où la masse du gluino reste inférieure à la masse du squark ($R_x < 0.75$), bien que celle-ci soit élevée (60 GeV). Le scénario d est un scénario favorable de production (100 événements) dans le cas où au contraire la masse du squark est inférieure ou dégénérée avec celle du gluino ($R_x \geq 0.75$).

scénario d

scénario a

$M_{3/2} (M_{1/2})$

$M_{3/2} (M_{1/2})$

25 GeV 40 GeV

65 GeV 20 GeV

sélectron 38 GeV

67 GeV

squark 109 GeV

84 GeV

gluino 120 GeV

60 GeV

neutralino 20 GeV

10 GeV

(photino)

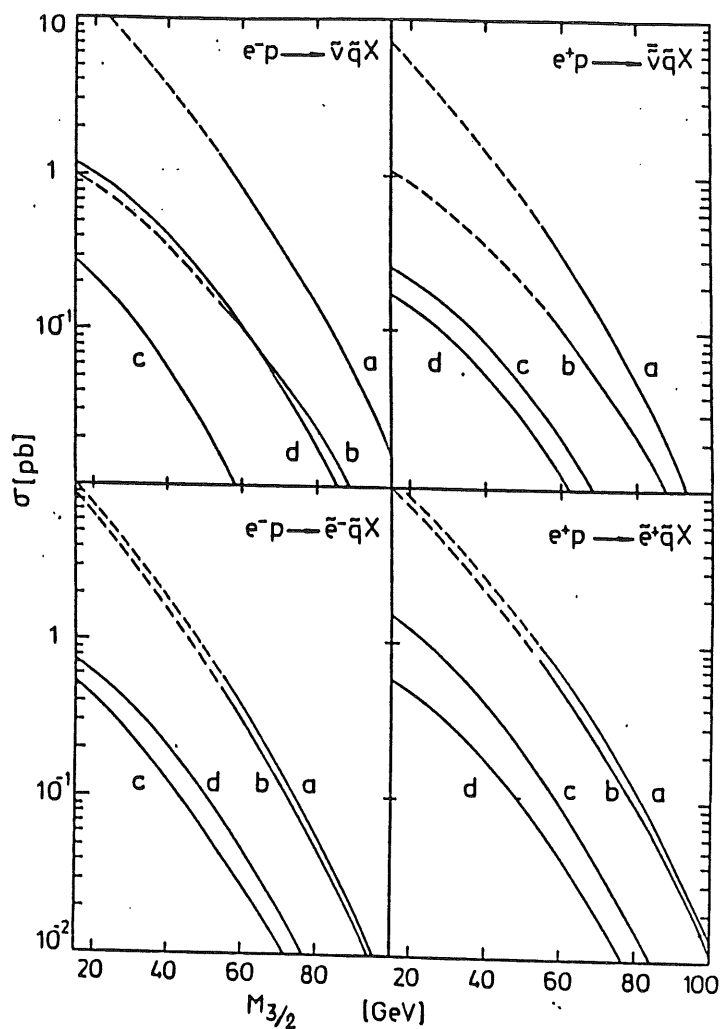


Figure 100. Sections efficaces de production de sleptons et de squarks en fonction du paramètre $M_{3/2}$

Les limites actuelles sur les paramètres $M_{1/2}$ et $M_{3/2}$ peuvent être représentées sur la Figure 101, page 278.
C'est à dire (ref. 70):

pour $M_{1/2}$ de l'ordre de 20 GeV $M_{3/2} > 55$ GeV

pour $M_{1/2}$ de l'ordre de 40 GeV $M_{3/2} > 15$ GeV

Compte tenu de la limite de détection de HERA de 0.1 pb, les limites suivantes sur les masses des sleptons et squarks sont:

$60 \text{ GeV} < m(\text{slepton}) < 80 \text{ GeV}$ et $60 \text{ GeV} < m(\text{squark}) < 100 \text{ GeV}$ pour les scénarios a et b (ref. 70).

$m(\text{slepton}) < 60 \text{ GeV}$ et $60 \text{ GeV} < m(\text{squark}) < 120 \text{ GeV}$ pour les scénarios c et d (ref. 70).

Les limites sur les paramètres $M_{1/2}$ et $M_{3/2}$ apparaissent sur la Figure 101 (ref. 70.).

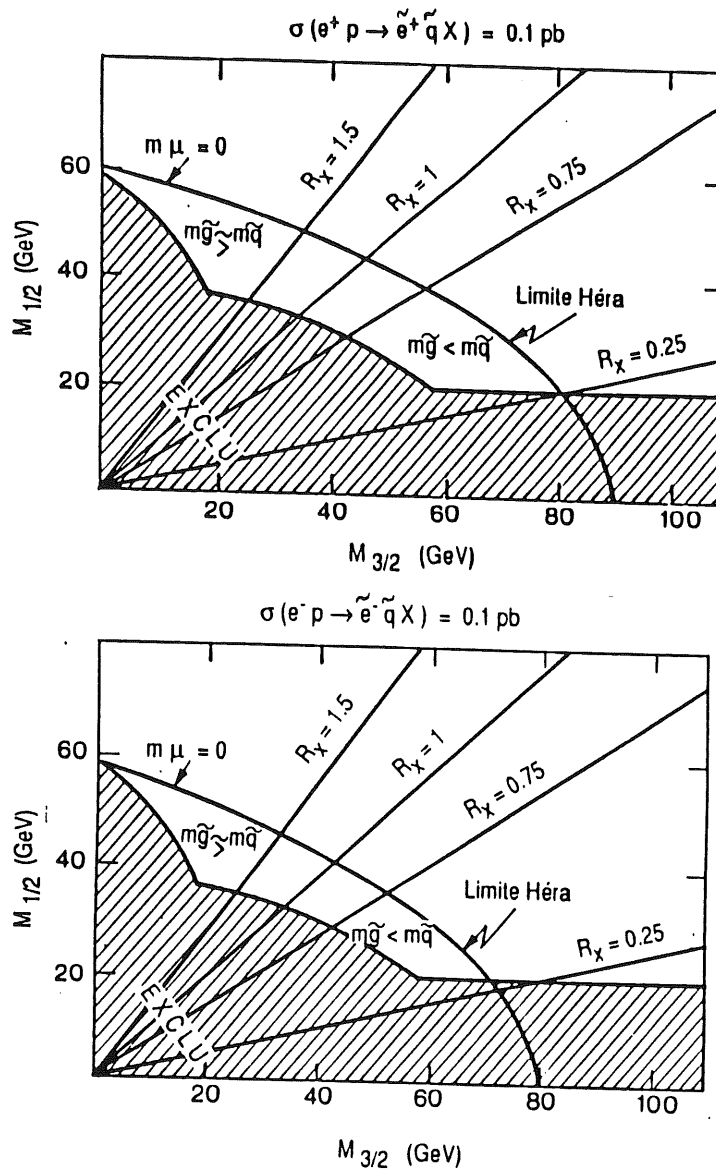


Figure 101. Limites sur les paramètres de brisure

La procédure de sélection a été appliquée d'abord avec l'hypothèse d'une masse de photino nulle ($m_{\tilde{N}_1} = 0$) puis avec l'hypothèse que la masse du photino prend les valeurs prévues pour chacun des différents scénarios. La masse du photino est a priori inconnue et jusqu'ici elle a été supposée nulle mais dans le cadre de la supergravité minimale la masse du neutralino le plus léger n'est pas forcément nulle. Dans le scénario a) elle est de 20 GeV et dans le scénario d) elle est de 10 GeV. Pour le scénario d), on a supposé que le squark se

désintègre en quark et gluino. Pour le scénario a la désintégration du squark se fait en quark et neutralino (photino de 20 GeV).

Le résultat de cette procédure de sélection et les résultats sur les masses reconstruites (100 fois la moyenne sur 10 événements) sont portés sur les deux tableaux suivants:

	après sélection 1	après sélection 2	après sélection 1 + 2
$M_{3/2}=25$ GeV scénario d $m(\text{photino})=0$ GeV	86	64	55
$m(\text{photino})=20$ GeV	85	54	45
$M_{3/2}=65$ GeV scénario a résultat identique pour $m(\text{photino})=0$ GeV et $m(\text{photino})=10$ GeV	34	12	9

	masse sélectron (GeV)	masse squark (GeV)
$M_{3/2}=25$ GeV engendrée reconstruite $m(\text{photino})=0$ GeV	38 56.00 ± 12.01	109 99.98 ± 9.47
reconstruite $m(\text{photino})=20$ GeV	61.97 ± 11.45	103.30 ± 9.50

Lorsque la masse du gluino est inférieure à la masse du squark la limite supérieure de la fenêtre d'observabilité sur la somme des masses du sélectron et du squark a tendance à diminuer vers 160 GeV comme on l'a vu dans les paragraphes précédents.

Mais dans le cadre stricte de la supergravité minimale, avec toutes les contraintes sur les masses prises en compte, les conditions de détection de la supersymétrie sont modifiée.

Pour le scénario a) qui correspond au cas où la masse du gluino est inférieure à la masse du squark ($R_x < 0.75$), le nombre d'événements supersymétriques passant la sélection tombe à 9. Ce lot sera noyé dans le lot d'événements standard DIS ayant réussi à passer eux aussi cette sélection. Par conséquent, dans le cadre stricte de la supergravité minimale basse énergie, si la masse des gluinos est inférieure à la masse des squarks la détection de particules supersymétriques devient critique. Les auteurs de la référence (70) estiment déjà qu'à cause de cette possibilité du squark de se désintégrer en gluino et quark, la limite supérieure de la fenêtre d'observabilité pouvait diminuer. En fait, avec ce critère de sélection, la possibilité de détecter la supersymétrie devient encore plus restreinte.

Pour le scénario d) qui correspond au cas où la masse du gluino est dégénérée avec la masse du squark ou supérieure ($R_x > 0.75$), Le nombre d'événements supersymétriques passant la sélection est de l'ordre de quelques dizaines ce qui suffit pour détecter la supersymétrie et obtenir une information sur les masses des particules supersymétriques.

Les possibilités de HERA ne recouvrent qu'une petite région du domaine en $M_{1/2}$ et $M_{3/2}$ encore ouvert pour la supergravité minimale basse énergie $N=1$. D'après ce qui précède, ce modèle ne pourra être testé que dans une petite région de ce domaine correspondant à $R_x > 0.75$ (voir Figure 102).

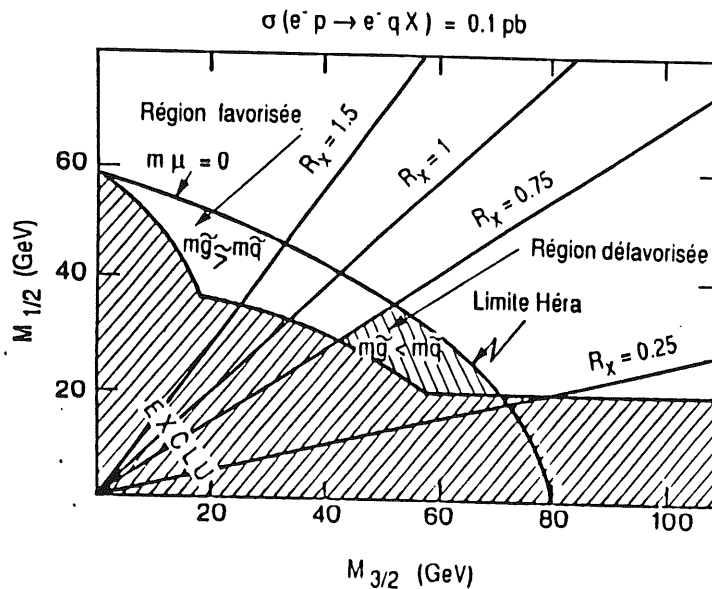


Figure 102. Domaine en $M_{1/2}$ et $M_{3/2}$ le plus favorable à HERA

e) Conclusion

Pour des raisons de taux de production et de signatures, les processus supersymétriques les plus favorisés qui semblent pouvoir être mis en évidence à HERA sont des processus à courants neutres de production de sélectron et de squark avec une fenêtre d'observabilité sur les masses:

$$100 - 120 \text{ GeV} < m(\text{sélectron}) + m(\text{squark}) < 160 - 180 \text{ GeV}$$

Où le sélectron et le squark sont supposés se désintégrer de la manière la plus simple possible c'est à dire en produisant chacun un photino de masse nulle. La signature résultante est alors électron plus un composante manquante due aux deux photinos plus un composante hadronique (jets).

Deux critères de sélection, l'un utilisant une coupure sur la distribution de énergie transverse manquante, l'autre utilisant le nombre de solutions cinématiques possibles déterminées à partir d'un réseau de valeurs sur trois des inconnues des équations de conservations de la 4-impulsion totale d'un processus supersymétrique, permettent d'obtenir une bonne réjection du bruit de fond standard du aux processus de diffusions profondément inélastiques à courants neutres inférieure à 0.01 % à 90 % de niveau de confiance, avec une efficacité sur les événements supersymétriques de l'ordre de 50 %. Ces deux critères de sélection ne modifient pas la fenêtre d'observabilité (dans le scénario de production le plus favorable). Les masses des sélectrons et des squarks peuvent être reconstruites avec des effets systématiques de l'ordre de 15%. L'utilisation de ces critères nécessite de la part du détecteur une bonne mesure de l'énergie des électrons et des hadrons ainsi qu'une bonne identification des électrons.

L'influence des hypothèses faites sur cette procédure doivent être encore déterminée selon les points suivants:

- interprétation physique de N
- hypothèse de masse de photino nulle
- choix des variables à discretiser sous forme de réseau
- choix du volume et de la maille du réseau
- source de bruit de fond non DIS et non quarks lourds
- désintégrations supersymétriques plus compliquées

Si le squark se désintègre en gluino et quark, puis le gluino en quark-antiquark et photino, les signatures résultantes (globales sans identification de jets) ne sont pas modifiées. Le critère de sélection est alors à nouveau utilisé et en conséquence, la fenêtre d'observabilité sur les masses n'est pas modifiée dans le cas où la masse du gluino est dégénérée avec la masse du squark. Sa limite supérieure a tendance à diminuer vers 160 GeV (dans le scénario de production de sélectron et de squark le plus favorable) si la masse du gluino est petite comparée à celle du squark. Les masses des sélectrons et des squarks peuvent être également reconstruites. En moyenne, les masses des sélectrons et les masses des squarks deviennent différentes et inférieures par rapport aux masses calculées dans le cas où le squark s'est effectivement désintégré en quark + photino. L'ordre de grandeur de ces effets diminue si on passe de l'hypothèse d'une masse de gluino petite par rapport à la masse du squark à l'hypothèse d'une masse de gluino dégénérée avec la masse du squark.

A cause de cette possibilité du squark de se désintégrer aussi en gluino, cette méthode ne permet pas de conclure quant au canal de désintégration du squark, à l'ordre de grandeur de la masse du gluino et à l'ordre de grandeur exacte des différences éventuelles entre la masse du sélectron et du squark.

Une bonne reconstruction des jets peut améliorer la signature des événements supersymétriques et par voie de conséquence peut permettre de distinguer les événements avec gluino des événements sans gluinos.

Le modèle de supergravité $N=1$ minimale basse énergie pris strictement en compte avec les contraintes sur les masses de toutes les particules supersymétriques, donc avec les contraintes sur les sections efficaces de production de sélectron et squark, ne pourra être testé que dans une petite région du domaine des paramètres de brisure. Après la procédure de sélection, cette région se restreint au cas où $R_x < 0.75$.

Il faut signaler maintenant quelques résultats avec des conséquences pessimistes (si ces résultats se confirment) sur la possibilité de détecter la supersymétrie à HERA.

Les analyses préliminaires de CDF sur la recherche de squark fixent une nouvelle limite sur sa masse (ref. 84):

$$m(\text{squark}) > 90 \text{ GeV}$$

De plus des contraintes venant de l'astrophysique (ref. 81 et 82) excluent des masses de photino de l'ordre de 100 eV (sinon on se retrouve avec des masses de squark supérieure à 2.5 TeV alors que si la supersymétrie apporte la solution au problème de hiérarchie cette masse doit être de l'ordre du TeV) et des résultats sur la durée de vie du proton examinés dans le contexte d'une supergravité $N = 1$ (ref. 83) repoussent les limites dans des domaines (masses de squark de l'ordre de plusieurs centaines de GeV pour des masses de photinos de l'ordre de quelque GeV) qui excluraient toutes possibilités de mise en évidence de la supersymétrie à HERA (et même au SSC).

La marge de détectabilité de la supersymétrie à HERA semble extrêmement étroite. Les nombreuses hypothèses théoriques et les nombreuses hypothèses liées à l'extraction du signal supersymétrique nécessaire pour obtenir ce résultat rendent critiques le sort de son observabilité. Le mot de la fin devra être rendu à l'expérience pour voir si la nature accepte de dévoiler la supersymétrie à HERA.

CONCLUSIONS

1 - La résolution en énergie des hadrons

Les calorimètres à Argon liquide sont non compensateurs et possèdent de médiocres résolutions en énergie pour les hadrons.

L'analyse des données de tests des prototypes de calorimètres à Argon liquide réalisés au CERN en 1986 et 1987 a permis de mettre au point plusieurs méthodes de pondération de l'énergie hadronique qui améliorent la compensation de ces calorimètres et optimisent ainsi la résolution en énergie des hadrons. Ces méthodes de pondération consistent à corriger l'excès de charge due à la composante électromagnétique de la gerbe hadronique, principale source de non compensation, en apportant à la charge mesurée une information proportionnelle à cette charge.

La première technique de pondération est une correction de la charge mesurée par un polynôme de degré trois de cette charge.

Pour le calorimètre hadronique de la première version, pour des pions avec quatre énergies incidentes (30,50,170 et 230 GeV), cette technique permet de reconstruire l'énergie des pions à mieux de 1 %, d'obtenir un rapport e/π proche de 1 c'est à dire d'améliorer la compensation et d'atteindre une résolution en énergie de l'ordre de $49 \% / \sqrt{E}$.

Cette résolution était de l'ordre de $70 \% / \sqrt{E}$ à $90 \% / \sqrt{E}$ avant la pondération pour chacune des quatre énergies incidentes étudiées.

Pour le calorimètre hadronique de la seconde version semblable à la version finale du calorimètre hadronique de H1, pour des pions avec six énergies incidentes (15,20,30,40,50 et 80 GeV), cette technique permet aussi de reconstruire l'énergie des pions à mieux de 1 %, d'obtenir un rapport e/π proche de 1 et d'atteindre une résolution en énergie de l'ordre de $45 \% / \sqrt{E}$.

Cette résolution était de l'ordre de $70 \% / \sqrt{E}$ avant la pondération pour chacune des six énergies incidentes étudiées.

La seconde technique de pondération est une correction de la charge mesurée par une fonction exponentielle décroissante de la charge mesurée. Ce type de dépendance en exponentielle décroissante entre l'énergie pondérée et la charge mesurée semble plus liée au développement de la gerbe hadronique que les dépendances polynomiales précédentes.

Pour le calorimètre hadronique de la seconde version, pour quatre énergies incidentes (30,40,50 et 80 GeV), cette technique permet aussi de reconstruire l'énergie des pions à mieux de 1 %, d'obtenir un rapport e/π proche de 1 et d'atteindre une résolution en énergie de l'ordre de $45 \% / \sqrt{E}$.

L'avantage de cette technique réside dans le fait que deux des trois coefficients de pondération à déterminer par calorimètre restent approximativement constant avec l'énergie incidente tandis que le troisième coefficient du terme exponentiel possède des variations simples. Pour les

pondérations polynomiales, seul un des trois coefficients de pondération à déterminer par calorimètre est constant avec l'énergie incidente alors que les deux autres possèdent des variations quantifiables.

Nous avons montrés que les méthodes de pondération de l'énergie hadronique fonctionnent parfaitement sur des pions isolés d'énergies supérieures à 15 GeV. L'étape suivante dans le développement de ces méthodes de pondération consistera à vérifier leurs efficacités non plus avec des hadrons isolés mais avec des jets de particules. Des études avec des simulations des gerbes hadroniques engendrées par ces jets de particules devraient déterminer dans une première étape si les méthodes de pondération utilisées avec des hadrons isolés peuvent être brutalement appliquées à des jets.

L'analyse des données de tests a permis aussi d'étudier la séparation e/π dans l'argon liquide avec le calorimètre électromagnétique à bonne granularité des tests de 1987. Un test de χ^2 qui consiste à comparer le développement longitudinal et latéral des gerbes hadroniques et électromagnétiques permet d'obtenir à quatre énergies incidentes (20,30,40 et 50 GeV) une réjection supérieure à 10^3 pour une efficacité aux électrons de 97 %.

Des tests et des analyses du genre de ceux de 1986 et 1987 sur au moins un module de série du calorimètre final de H1 sont indispensables afin d'une part de fixer les méthodes de pondération à utiliser et d'autre part de le calibrer et obtenir des calibrations absolues de 1 % pour le calorimètre électromagnétique et de 2 % pour le calorimètre hadronique.

2 - La detection de particules supersymétriques à HERA

Pour des raisons de sections efficaces de production et de signature, les processus supersymétriques les plus favorisés qui semblent pouvoir être mis en évidence dans les collisions électrons protons de HERA sont des processus à courants neutres où un squark et un sélectron sont produits à condition que la somme de leur masse reste inférieure à 180 GeV. Dans une première étape, le sélectron et le squark sont supposés se désintégrer respectivement en électron et photino et quark et photino, où le photino est de masse nulle. A partir d'une simulation Monte Carlo des processus supersymétriques et des processus standards de diffusion profondément inélastique ainsi que d'une simulation grossière du détecteur H1, deux critères de sélection des événements supersymétriques ont pu être construits. Le premier critère utilise l'information apportée par l'énergie transverse manquante et le second est construit à partir de l'analyse des possibilités cinématiques d'une interaction comparée à la cinématique effectivement mesurée. Ces critères permettent d'extraire le signal supersymétrique du bruit de fond standard où de l'ordre de 7 événements de diffusions profondément inélastiques sont mal identifiés pour 120 événements supersymétriques si la somme des masses du sélectrons et du squarks est égale à 120 GeV. La seconde méthode de sélection permet en outre d'obtenir une information sur la masse des particules supersymétriques. La masse du sélectron et du squark est reconstruite avec des effets systématiques de l'ordre de 15 % même avec quelques dizaines d'événements.

Enfin, dans le cadre stricte d'une théorie de supergravité minimale basse énergie, les masses des particules supersymétriques sont fixées et

l'hypothèse d'une désintégration du squark en quark et gluino, où le gluino se désintègre à son tour en paire quark anti-quark et photino, ne peut plus être écartée. En utilisant les critères de sélection précédents, la détection de particules supersymétriques est défavorisée si la masse du gluino est petite comparée à la masse du squark et elle est au contraire favorisée si la masse du gluino est dégénérée avec la masse du squark ou si elle est supérieure. Le modèle de supergravité minimal basse énergie ne pourra être testé que dans une petite région du domaine en $M_{1/2}$ $M_{3/2}$.

VIII- Appendice du chapitre I

a) Algèbre de Lie étendue et identité de Jacobi

On considère une base d'opérateurs B_i F_α opérateurs respectivement bosoniques et fermioniques, l'algèbre s'écrit:

$$[B_i, B_j] = i c_{ij}^k \quad B_k [F_\alpha, B_i] = s_{\alpha i}^\beta \quad F_\beta \{F_\alpha, F_\beta\} = \gamma_{\alpha\beta}^i B_i$$

Les constantes de structure ne sont pas complètement arbitraires. Les c et γ ont les propriétés de symétrie:

$$c_{ij}^k = -c_{ji}^k \quad \gamma_{\alpha\beta}^i = \gamma_{\beta\alpha}^i$$

et toutes les constantes de structure sont soumises à des conditions qui découlent des identités de Jacobi étendue:

$$[\{G^1, G^2\}, G^3] + \text{permutation circulaire} = 0$$

$$F_\alpha F_\beta B_i + \text{permutation circulaire} = F_\alpha F_\beta B_i + B_i F_\alpha F_\beta - F_\beta B_i F_\alpha$$

et l'ensemble complet des identités de Jacobi est:

$$[[B_i, B_j], B_k] + [[B_k, B_i], B_j] + [[B_j, B_k], B_i] = 0$$

$$[[F_\alpha, B_i], B_j] + [[B_j, F_\alpha], B_i] + [[B_i, B_j], F_\alpha] = 0$$

$$[\{F_\alpha, F_\beta\}, B_i] + [B_i, F_\alpha], F_\beta - [F_\beta, B_i], F_\alpha = 0$$

$$[\{F_\alpha, F_\beta\}, F_\gamma] + [F_\gamma, F_\alpha], F_\beta + [F_\beta, F_\gamma], F_\alpha = 0$$

1 - Représentation de l'algèbre sur des états

Il se pose la question de former des représentations de l'algèbre de supersymétrie sur des états.

Chaque supermultiplet représentant l'algèbre doit contenir au moins un boson et un fermion avec des spins qui diffèrent de 1/2 et tous les états dans un multiplet de supersymétrie non brisée doivent avoir la même masse.

On s'intéresse à des représentations de l'algèbre de supersymétrie sur des états de masse nulle à une particule (Sohnius ref. 8).

Il faut faire agir un opérateur de supersymétrie Q_α sur un état. Les énergies et les moments restent inchangés car $[P_\mu, Q_\alpha] = 0$.

Dans un système de référence $P = (E, \vec{0}, \vec{0}, E)$ l'algèbre sur les Q_α tirée de l'algèbre de supersymétrie se réduit à:

$$\{Q, Q\} = \{\bar{Q}, \bar{Q}\} = 0 \quad \{\bar{Q}_2^B, Q_2\} = 0 \quad \{Q_1^A, \bar{Q}_1^B\} = 4 \delta^{AB} E$$

en renormalisant $q = \frac{1}{\sqrt{4E}} Q_1$ l'algèbre devient:

$$\{q^A, \bar{q}^B\} = \delta^{AB} \text{ et } \{q, q\} = \{\bar{q}, \bar{q}\} = 0$$

N'importe quelle représentation irréductible est caractérisée par un état fondamental $|E, \lambda_0\rangle$ d'hélicité λ_0 avec:

$$q^A |E, \lambda_0\rangle = 0 \quad A = 1 \dots N$$

et les autres états sont générés par application successive des N opérateurs \bar{q}^A :

$$\bar{q}^A |E, \lambda_0\rangle = |E, \lambda_0 + \frac{1}{2}, A\rangle$$

$$\bar{q}^A \bar{q}^B |E, \lambda_0\rangle = |E, \lambda_0 + 1, AB\rangle$$

de cette manière jusqu'à atteindre l'état maximum:

$$\bar{q}^1 \bar{q}^2 \dots \bar{q}^N |E, \lambda_0\rangle = |E, \lambda_0 + n/2, 12 \dots N\rangle$$

sur lequel une application supplémentaire de \bar{q} donne zéro.

Les \bar{q}^A et q^A forment un ensemble de N opérateurs de créations et N opérateurs d'annihilation et engendrent un espace de Fock de dimension 2^N .
On aura le spectre suivant:

$$\text{hélicité : } \lambda_{\max} - \frac{N}{2}, \lambda_{\max} - \frac{N}{2} - \frac{1}{2}, \dots, \lambda_{\max} - \frac{P}{2}, \dots, \lambda_{\max} - \frac{1}{2}, \lambda_{\max},$$

$$\text{nombre d'états : } 1, N, \dots, \frac{N!}{P!(N-P)!}, \dots, N, 1$$

ou encore

$$\text{hélicité : } \lambda_0 \quad \lambda_0 + \frac{1}{2} \quad \lambda_0 + 1 \dots \quad \lambda_0 + \frac{n}{2}$$

$$\text{nombre d'états : } C_0^N = 1 \quad C_1^N = N \quad C_2^N \quad C_N^N = 1$$

les hélicités vont de λ_0 à $\lambda_0 + N/2$ et le nombre total d'états est donné par:

$$\sum_{k=0}^N C_k^N = 2^N \quad \sum_{k=0}^{N/2} C_{2k}^N - \sum_{k=0}^{n/2} C_{2k+1}^N = 0$$

Le tableau suivant donne le nombre d'états pour les différentes valeurs de l'hélicité et du nombre N d'opérateurs de supersymétrie pour un multiplet $|\lambda| \leq 2$ $N \leq 8$: dit de gravité:

	$ \lambda = 2$	$ \lambda = 3/2$	$ \lambda = 1$	$ \lambda = 1/2$	$ \lambda = 0$
N = 1	1	1			
N = 2	1	2	1		
N = 3	1	3	3	1	

N = 4	1	4	6	4	1+1
N = 5	1	5	10	10+1	5+5
N = 6	1	6	15+1	20+6	15+15
N = 7	1	7+1	21+7	35+21	35+35
N = 8	1	8	28	56	70

2 - Représentation de l'algèbre de supersymétrie sur des champs.

On veut maintenant construire des représentations sur des champs physiques. On va construire la représentation la plus simple sur des champs pour une algèbre de supersymétrie minimale $N = 1$ (Sohnius de la ref. 8)

- 1) Pour commencer on choisit un champ scalaire complexe $A(x)$ comme "état de base" ou état fondamental de la représentation.
- 2) Ensuite on impose la contrainte:

$$[A, \bar{Q}_\alpha] = 0$$

On a la contrainte:

$$\{[A, Q], \bar{Q}\} + \{[A, \bar{Q}], Q\} = \left[[A, \{Q, \bar{Q}\}] \right] = 2i \sigma^\mu_{\alpha\beta} \partial_\mu A$$

venant de l'identité de Jacobi:

$$\left[\{F_\alpha, F_\beta\}, B_i \right] + \left[[B_i, F_\alpha], F_\beta \right] - \left[[F_\beta, B_i], F_\alpha \right] = 0$$

et de $\{Q^A_{\alpha'}, \bar{Q}^B_{\beta}\} = 2 \delta^{AB} (\sigma^\mu)_{\alpha\beta} P_\mu$ de l'algèbre de supersymétrie

et enfin $[A, P_\mu] = i \partial_\mu A$

car P_μ est l'opérateur quantique de translations $P_\mu = i \partial_\mu$

Ceci implique que A doit être complexe sinon on aurait:

$$[A, Q] = 0 \text{ et } [A, \bar{Q}] = 0 \text{ c'est à dire } A \text{ constant : } \partial_\mu A = 0.$$

3) Maintenant il faut définir les champs $\psi_\alpha(x)$, $F_{\alpha\beta}(x)$ et $X_{\alpha\beta}(x)$ de la manière suivante:

$$[A, Q_\alpha] = 2i \psi_\alpha(x)$$

$$\{\psi_\alpha, Q_\beta\} = i F_{\alpha\beta}(x)$$

$$\{\bar{\psi}_\alpha, \bar{Q}_\beta\} = X_{\alpha\beta}(x)$$

ensuite, à cause de $[A, \bar{Q}_\alpha] = 0$ et de $\{[A, Q], \bar{Q}\} = [A, \{Q\bar{Q}\}]$

$$= 2 i (\sigma^\mu)_{\alpha\beta} \partial_\mu A$$

qui vient du point précédent,

c'est à dire, à cause de $\{[A, Q], \bar{Q}\} = 2 i (\sigma^\mu)_{\alpha\beta} \partial_\mu A$

la définition $\psi_\alpha(x) - [A, Q_\alpha] = 2 i \psi_\alpha(x)$ nous donne:

$$\{2 i \psi_\alpha, \bar{Q}_\beta\} = 2 i (\sigma^\mu)_{\alpha\beta} \partial_\mu A \quad \text{d'où:}$$

$$2 i X_{\alpha\beta} = 2 i (\sigma^\mu)_{\alpha\beta} \partial_\mu A$$

et toujours de la même identité de Jacobi utilisée pour

$[A, \{Q, Q\}]$ on obtient:

$$0 = 2 i \{\psi_\alpha, Q_\beta\} + 2 i \{\psi_\beta, Q_\alpha\} = 2 (F_{\alpha\beta} + F_{\beta\alpha})$$

qui a pour solution $F_{\alpha\beta} = \epsilon_{\alpha\beta} F$

où $F(x)$ est un champ scalaire complexe.

4) On définit les champs λ_α et $\bar{\lambda}_\alpha$ par:

$$[F, Q_\alpha] = \lambda_\alpha \quad \text{et} \quad [F, \bar{Q}_\alpha] = \bar{\lambda}_\alpha$$

où F est le champ scalaire défini précédemment.

On utilise l'algèbre de supersymétrie sur ψ_α dans l'identité de Jacobi:

$$\left[\{\psi_\alpha, Q_\beta\} \bar{Q}_\beta \right] + \left[\{\psi_\alpha, \bar{Q}_\beta\} Q_\beta \right] = \left[\psi_\alpha, \{Q_\beta, \bar{Q}_\beta\} \right]$$

de même pour $[\{\psi, Q\}, Q]$ il en résulte:

$$\left[\begin{array}{l} - i \epsilon_{\alpha\beta} \bar{\lambda}_\beta + 2 i (\sigma^\mu)_{\alpha\beta} \partial_\mu \psi_\beta = 2 i (\sigma^\mu)_{\beta\beta} \partial_\mu \psi_\alpha \\ \text{et} \quad \epsilon_{\alpha\beta} \lambda_\gamma + \epsilon_{\alpha\gamma} \lambda_\beta = 0 \end{array} \right]$$

avec une seule solution:

$$\bar{\lambda}_\alpha = 2 \partial_\mu \psi^\beta (\sigma^\mu)_{\beta\alpha} \quad \text{et} \quad \lambda_\alpha = 0$$

en contractant les indices α et β avec $\epsilon^{\alpha\beta}$.

5) Puis il faut vérifier les conditions restantes:

$$[\psi, \{Q, Q\}] = [F, \{Q, Q\}] = [F, \{\bar{Q}, \bar{Q}\}] = 0$$

$$[F, \{Q, \bar{Q}\}] = 2 i \sigma^\mu \partial_\mu F$$

pour fermer l'algèbre.

Ainsi se trouve construit le multiplet le plus simple, représentation de l'algèbre de supersymétrie $N = 1$.

C'est à partir de ces représentations sur des champs qu'il sera possible de bâtir des lagrangiens et des modèles supersymétriques.

Dans le multiplet $\varphi = (A, \psi, F)$ représentation de l'algèbre sur les champs A, ψ et F où A et F sont des champs scalaires complexes et ψ_α est un champ spinoriel, les champs A et ψ sont alors partenaires supersymétriques. L'algèbre de supersymétrie sur les champs se résume ici:

$$[A, Q_\alpha] = 2 i \psi_\alpha \quad [A, \bar{Q}_\alpha] = 0$$

$$\{\psi_\alpha, Q_\beta\} = i \epsilon_{\alpha\beta} F \quad \{\psi_\alpha, \bar{Q}_\beta\} = (\sigma^\mu)_{\alpha\beta} \partial_\mu A$$

$$[F, Q_\alpha] = 0 \quad [F, \bar{Q}_\alpha] = 2 \partial_\mu \psi^\beta (\sigma^\mu)_{\alpha\beta}$$

Si on introduit maintenant des paramètres spinoriels anticommutants ϵ^a tel que:

$$\bar{\epsilon}^\alpha = (\epsilon^\alpha)^*$$

$$\text{et} \quad \epsilon^\alpha \epsilon^\beta = \epsilon^\beta \epsilon^\alpha$$

qui anticommutent avec tout ce qui est fermionique et commutent avec tout ce qui est bosonique (Ils sont comme des nombres fermioniques) alors on peut définir des transformations infinitésimales de supersymétrie:

$$\delta\varphi = -i \left[\varphi, \epsilon Q + \bar{Q} \bar{\epsilon} \right]$$

$$\text{on a} \quad \langle \bar{\epsilon}, Q, \bar{\epsilon}_2 Q \rangle = 2 \bar{\epsilon}_1^\alpha \gamma^\mu \epsilon_{2\beta} P_\mu$$

$$\text{c'est à dire} \quad \langle \delta_1, \delta_2 \rangle \varphi = -2i \bar{\epsilon}_1^\alpha \gamma^\mu \epsilon_{2\beta} \partial_\mu \varphi$$

Pour le multiplet construit précédemment les lois de transformation par symétrie s'écrivent:

$$\delta A = 2 \epsilon \psi \quad \delta \psi = -\epsilon F - i \partial_\mu A \sigma^\mu \bar{\epsilon} \quad \delta F = -2 i \partial_\mu \psi \sigma^\mu \bar{\epsilon}$$

Le multiplet $\varphi = (A, \psi, F)$ est appelé multiplet chirale $N=1$.

a) Multiplet général

Sans la contrainte simplifiante de départ, il est possible de construire un multiplet dit général V (Sohnius de la ref. 8) après un calcul plus long:

$$V = (C, \chi, M, N, A_\mu, \lambda, \nu)$$

où M est un scalaire complexe
 C, N et D des pseudoscalaires complexes
 A_μ un champ vectoriel
 χ, λ champs de spineurs de Dirac

b) Les lois de transformation par supersymétrie pour ce multiplet dit général sont juste données ici pour illustration:

$$\delta C = \bar{\epsilon} \tau_5 \chi$$

$$\delta \chi = (M + \tau_5 N) - i \tau^\mu (A_\mu + \tau_5 \partial_\mu C) \epsilon$$

$$\delta M = \bar{\epsilon} (\lambda - i \tau^\mu \partial_\mu \chi)$$

$$\delta N = \bar{\epsilon} \tau_5 (\lambda - i \tau^\mu \partial_\mu \chi)$$

$$\delta A_\mu = i \bar{\epsilon} \tau_\mu \lambda + \bar{\epsilon} \partial_\mu \chi$$

$$\delta \lambda = -i \sigma^{\mu\nu} \epsilon \partial_\mu A_\nu - \tau_5 \epsilon D$$

$$\delta D = -i \bar{\epsilon} \tau^\mu \partial_\mu \tau_5 \lambda$$

3 - Manipulation des multiplets

a) Règle de calcul sur les multiplets (Sohnius ref. 8 et ref. 9 et 10).

A partir de deux multiplets chiraux $\varphi_1 = (A_1, B_1, \psi_1, F_1, G_1)$
 et $\varphi_2 = (A_2, B_2, \psi_2, F_2, G_2)$
 il est possible de construire $\varphi_3 = \varphi_1 \cdot \varphi_2 = (A_3, B_3, \psi_3, F_3, G_3)$
 on a:

$$A_3 = A_1 A_2 - B_1 B_2$$

$$B_3 = A_1 A_2 + A_1 B_2$$

$$\psi_3 = (A_1 - \tau_5 B_1) \psi_2 + (A_2 - \tau_5 B_2) \psi_1$$

$$F_3 = F_1 A_2 + A_1 F_2 + B_1 G_2 + G_1 B_2 + \bar{\psi}_1 \psi_2$$

$$G_3 = G_1 A_2 + A_1 G_2 - B_1 F_2 - F_1 B_2 - \bar{\psi}_1 \gamma_5 \psi_2$$

Le produit de trois multiplets est associatif et ainsi le produit de n'importe quel nombre de multiplet chiral est défini.

Il est possible aussi de construire le multiplet $V = \varphi_1 \times \varphi_2$ où $V = (C, X, M, N, A_\mu, \lambda, D)$ on a:

$$C = A_1 A_2 + B_1 B_2$$

$$X = (B_1 - \gamma_5 A_1) \psi_2 + (B_2 - \gamma_5 A_2) \psi_1$$

$$M = -G_1 A_2 - F_1 B_2 - A_1 G_2 - B_1 F_2$$

$$N = F_1 A_2 - G_1 B_2 + A_1 F_2 - B_1 G_2$$

$$A_\mu = B_1 \overset{\leftrightarrow}{\partial}_\mu A_2 + B_2 \overset{\leftrightarrow}{\partial}_\mu A_1 + i \bar{\psi}_1 \gamma_\mu \gamma_5 \psi_2$$

$$\lambda = - (G_1 + \gamma_5 F_1 - i \gamma^\mu \partial_\mu B_1 - i \gamma_5 \gamma^\mu \partial_\mu A_1) \psi_2 + (1 \leftrightarrow 2)$$

$$D = -2 F_1 F_2 - 2 G_1 G_2 - 2 \partial_\mu A_1 \partial^\mu A_2 - 2 \partial_\mu B_1 \partial^\mu B_2 \\ - i \psi_1 \gamma^\mu \overset{\leftrightarrow}{\partial}_\mu \psi_2$$

de même il est possible de construire le multiplet $V = \varphi_1 \wedge \varphi_2$ antisymétrique.

avec

$$C = A_1 B_2 - B_1 A_2$$

$$X = (A_1 + \gamma_5 B_1) \psi_2 - (A_2 + \gamma_5 B_2) \psi_1$$

$$M = F_1 A_2 - G_1 B_2 - A_1 F_2 + B_1 G_2$$

$$N = F_1 B_2 + G_1 A_2 - B_1 F_2 - A_1 G_2$$

$$A_\mu = A_1 \overset{\leftrightarrow}{\partial}_\mu A_2 + B_1 \overset{\leftrightarrow}{\partial}_\mu B_2 - i \bar{\psi}_1 \gamma_\mu \psi_2$$

$$\lambda = (F_1 - \gamma_5 G_1 + i \gamma^\mu \partial_\mu A_1 + i \gamma^\mu \partial_\mu \gamma_\mu B_1) \psi_2 - (1 \leftrightarrow 2)$$

$$D = -2 G_1 F_2 + 2 F_1 G_2 + 2 \partial_\mu B_1 \partial^\mu A_2 - 2 \partial_\mu A_1 \partial^\mu B_2 \\ + i \bar{\psi}_1 \gamma_5 \gamma^\mu \overset{\leftrightarrow}{\partial}_\mu$$

et on peut définir $V_3 = V_1 V_2$ le produit de deux multiplets généraux:

$$C_3 = C_1 C_2$$

$$X_3 = C_1 X_2 + X_1 C_2$$

$$M_3 = C_1 M_2 + M_1 C_2 - \frac{1}{2} \bar{X}_1 \gamma_5 X_2$$

$$N = C N + N C - \frac{1}{2} \bar{X} X$$

$$\begin{aligned}
& \begin{matrix} 3 & 1 & 2 & 1 & 2 & 2 & 1 & 2 \end{matrix} \\
A_3^\mu &= C_1 A_2^\mu + A_1^\mu C_2 + \frac{1}{2} i \bar{\chi}_1 \gamma^\mu \gamma_5 \chi_2 \\
\lambda_3 &= C_1 \lambda_2 + \frac{1}{2} (N_1 + \gamma_5 M_1 + i \gamma^\mu \partial_\mu C_1 - i \gamma_\mu A^\mu \gamma_1) \chi_5 + 2(1 \leftrightarrow 2) \\
D_3 &= C_1 D_2 + D_1 C_2 - M_1 M_2 - N_1 N_2 - \partial_\mu C_1 \partial^\mu C_2 - A_{1\mu} A_2^\mu \\
&+ \bar{\lambda}_1 \chi_2 + \bar{\chi}_1 \lambda_2 - \frac{1}{2} i \bar{\chi}_1 \gamma^\mu \partial_\mu \chi_2
\end{aligned}$$

On peut définir un multiplet chirale dit multiplet cinétique à partir du multiplet $\varphi = (A \ B \ \psi \ F \ G)$:

$$T \varphi = (F, G, i \partial \psi, - \square A, - \square B)$$

on a $TT \varphi = - \square \varphi$ et T est un peu la généralisation de l'opérateur

$T \rightarrow i \gamma^\mu \partial_\mu$ de Dirac.

Maintenant on veut construire un multiplet qui soit contragradient par rapport au multiplet chirale c'est à dire on cherche un multiplet a, b, χ, f, g avec une forme de produit bilinéaire:

$$L = Af + Bg + \bar{\psi} \chi + Fa + Gb \quad \text{qui soit invariante}$$

Seules les constantes peuvent être invariantes on demande alors que L soit une densité. Or $\int d^4x L$ est invariant, de cette manière on espère construire des lagrangiens invariants par transformations de symétrie infinitésimale δ .

En calculant δL on peut montrer que:

$$\delta a = \bar{\epsilon} \chi \quad \delta b = \bar{\epsilon} \gamma_5 \chi \quad \delta \chi = - (f + \gamma_5 g) \epsilon - i \partial (a + \gamma_5 b) \epsilon$$

$$\delta f = i \bar{\epsilon} \partial \chi \quad \text{et} \quad \delta g = i \bar{\epsilon} \gamma_5 \partial \chi$$

qui sont les règles de transformation du multiplet chirale (a, b, χ, f, g) . En conclusion le multiplet chirale est self contragradient et on peut construire une densité à partir de n'importe quels multiplets chiraux, quel que soit leur nombre.

D'autre part la densité $L = AF + BG + \bar{\psi} \chi + Fa + GB$ est justement la composante F du produit de deux multiplets chiraux: par conséquent n'importe quelle composante F d'un multiplet chirale est une densité lagrangienne.

C'est pourquoi, quand on construit des lagrangiens à l'aide de multiplets chiraux on prendra la composante F de leur produit:

$$L = (\varphi \cdot \varphi)_F$$

de la même manière on veut construire un multiplet contragradient au multiplet général:

$$L = CD' + \bar{\chi} \lambda' - MM' - NN' - A^\mu A'_\mu + \lambda' \chi' + DC'$$

On peut montrer par invariance de L par transformation de supersymétrie infinitésimale que:

$$\delta C' = \bar{\epsilon} \gamma_5 X' \quad \delta X' = (M' + \gamma_5 N') \epsilon - i \gamma^\mu (A'_\mu + \gamma_5 \partial_\mu C') \epsilon$$

$$\delta M' = \bar{\epsilon} \lambda' \quad \delta N' = \bar{\epsilon} \gamma_5 \lambda' \quad \delta A'_\mu = i \bar{\epsilon} \gamma_\mu \lambda' + i \bar{\epsilon} \sigma_{\mu\nu} \partial^\nu X'$$

$$\delta \lambda' = -(\partial^\mu A'_\mu + \gamma_5 D') \epsilon - i \partial (M' + \gamma_5 N') \epsilon$$

$$\delta D = -i \bar{\epsilon} \partial \gamma_5 \lambda'$$

ces transformations sont proches de celles du multiplets général (p.) à condition de prendre:

$$V' = (C', X', M', A'_\mu, \lambda' + i \partial X', D', -DC')$$

ainsi n'importe quelle composante D d'un multiplet général est une densité lagrangienne et on aura:

$$L = (V \cdot V)_D + \text{une quadri divergence.}$$

Maintenant nous avons tous les ingrédients pour construire des lagrangiens.

4 - le lagrangien de Wess Zumino

Voir référence 9 et 10 et Sohnius ref. 8.

$$L = \left[\frac{1}{2} \varphi \cdot T\varphi - \frac{m}{2} \varphi \cdot \varphi - \frac{g}{3} \varphi \cdot \varphi \cdot \varphi \right]_F$$

où l'indice F indique que l'on prend la composante F des termes entre parenthèses ceci pour avoir une quantité scalaire (voir p.), φ est le multiplet chirale (A, B, ψ , F, G)

$$\text{et } T\varphi = F, G, i, \gamma, -\square A, -\square B).$$

D'après les règles de calcul établies dans ce qui précède, on a:

$$(\varphi T\varphi)_F = F^2 - ADA - BDA + G^2 + \bar{\psi} i \partial \psi$$

$$(\varphi \cdot \varphi)_F = FA + AF + BG + GB + \bar{\psi} \psi$$

$$(\varphi \varphi \varphi)_F = 3 A^2 F - 3 B^2 F + (A \bar{\psi} \psi - B \bar{\psi} \gamma_5 \psi) + 2 \bar{\psi} (A - \gamma_5 B) \psi + 6 ABG$$

L peut alors se mettre sous la forme

$$L = L_O + L_m + L_g$$

$$\text{avec } L_O = \frac{1}{2} (\partial_\mu A \partial^\mu A + \partial_\mu B \partial^\mu B + i \bar{\psi} \partial \psi + F^2 + G^2) + 4 \text{ div}$$

$$L_m = -m (AF + BG + \frac{1}{2} \bar{\psi} \psi)$$

$$L_g = -g [(A^2 - B^2) F + 2 ABG + \bar{\psi} (A - \gamma_5 B) \psi]$$

4 div vient de l'intégration partielle qui remplace les termes:

$$ADA + BDA$$

qui sont dans $(\gamma T \phi)_F$ par les termes:

$$\partial_\mu A \partial^\mu A + \partial_\mu B \partial^\mu B$$

les équations du mouvement s'écrivent:

$$F = m A + g (A^2 - B^2)$$

$$G = m B + 2 g A B$$

$$iD\psi = m \psi + 2 g (A - \gamma_5 B) \psi$$

$$-\square A = m F + 2 g (AF + BG + \frac{1}{2} \bar{\psi} \chi)$$

$$-\square B = m G + 2 g (AG - BF + \frac{1}{2} \bar{\psi} \gamma_5 \psi)$$

Les champs F et G sont les champs auxiliaires. Ce sont des champs qui ne se propagent pas.

En construisant le multiplet scalaire à partir de l'algèbre il était possible de faire intervenir ces équations du mouvement pour former l'algèbre de supersymétrie.

Si on veut fermer l'algèbre de supersymétrie sans passer par les équations du mouvement des champs F et G, il faut faire intervenir ces équations et laisser ces deux champs dans le multiplet qui en résulte comme des champs auxiliaires.

En les éliminant par leurs équations de mouvement les champs F et G disparaissent du lagrangien que l'on vient de construire et on obtient un lagrangien:

$$L = \frac{1}{2} (\partial_\mu A \partial^\mu A - m^2 A^2) + \frac{1}{2} (\partial_\mu B \partial^\mu B - m^2 B^2) \\ + \frac{1}{2} \bar{\psi} (i \partial - m) \psi \\ - m g A (A^2 + B^2) - g \bar{\psi} (A - \gamma_5 B) \psi - \frac{g^2}{2} (A^2 + B^2)^2$$

les équations du mouvement sont alors:

$$(\square + m^2) A = -m g (3A^2 + B^2) - 2g A (A^2 + B^2) - g \bar{\psi} \psi$$

$$(\square + m^2) B = -2 m g AB - 2 g^2 B (A^2 + B^2) + g \bar{\psi} \gamma_5 \psi$$

$$(i \gamma^\mu \partial_\mu - m) \psi = 2 g (A - \gamma_5 B) \psi$$

Ce lagrangien est toujours invariant par transformation infinitésimale de supersymétrie même après l'élimination des champs auxiliaires.

5 - Le modèle de super QED de Wess et Zumino

Voir référence 12.

Le lagrangien du modèle de superélectrodynamique quantique de Wess et Zumino complètement développé s'écrit dans la jauge dite jauge de Wess et Zumino où $C = X = M = N = 0$:

$$\begin{aligned}
 L = & \frac{1}{2} \left[(\partial A_1)^2 + (\partial A_2)^2 + (\partial B_1)^2 + (\partial B_2)^2 - F_1^2 - F_2^2 - G_1^2 - G_2^2 \right. \\
 & \left. + i \bar{\psi}_1 \gamma^\mu \partial_\mu \psi_1 + i \bar{\psi}_2 \gamma^\mu \partial_\mu \psi_2 \right] \quad \text{terme libre de } \varphi_1 \text{ et } \varphi_2 \\
 & + m (F_1 A_1 + F_2 A_2 + G_1 B_1 + G_2 B_2 - \frac{1}{2} i \bar{\psi}_1 \psi_1) \quad \text{terme de masse} \\
 & - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} - \frac{1}{2} i \bar{\lambda} \gamma^\mu \partial_\mu \lambda + \frac{1}{2} D^2 \quad \text{terme libre de } V \\
 & + g \left[D (A_1 B_2 - A_2 B_1) \right. \\
 & \quad \left. - A_\mu (A_1 \partial_\mu A_2 - A_2 \partial_\mu A_1 + B_1 \partial_\mu B_2 - B_2 \partial_\mu B_1 - i \bar{\psi}_1 \lambda_\mu \psi_2) \right. \\
 & \quad \left. - i \bar{\lambda} [(A_1 + \gamma_5 B_1) \psi_2 - (A_2 + \gamma_5 B_2) \psi_1] \right] \quad \text{termes d'interaction} \\
 & \quad \text{entre } V \text{ et } \varphi_1 \text{ et } \varphi_2 \\
 & - \frac{1}{2} g^2 A_\mu A^\mu (A_1^2 + A_2^2 + B_1^2 + B_2^2).
 \end{aligned}$$

$$\text{avec } F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$$

Dans ce lagrangien on peut éliminer les champs auxiliaires par leurs équations du mouvement:

$$F_1 = -m A_1 \quad F_2 = -m A_2$$

$$G_1 = -m B_1 \quad G_2 = -m B_2 \quad D = -g (A_1 B_2 - A_2 B_1)$$

où D est le champ auxiliaire du multiplet vecteur.
On obtient:

$$\begin{aligned}
 L = & \frac{1}{2} \left[(\partial A_1)^2 + (\partial A_2)^2 + (\partial B_1)^2 + (\partial B_2)^2 + i \bar{\psi}_1 \gamma^\mu \partial_\mu \psi_1 + i \bar{\psi}_2 \gamma^\mu \partial_\mu \psi_2 \right] \\
 & - \frac{1}{2} m^2 (A_1^2 + A_2^2 + B_1^2 + B_2^2) - \frac{1}{2} i m (\bar{\psi}_1 \psi_1 + \bar{\psi}_2 \psi_2) \\
 & - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} - \frac{1}{2} i \bar{\lambda} \gamma^\mu \partial_\mu \lambda
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& - g A_\mu (A_1 \partial_\mu A_2 - A_2 \partial_\mu A_1 + B_1 \partial_\mu B_2 - B_2 \partial_\mu B_1 - i \bar{\psi}_1 \gamma_\mu \psi_2) \\
& + i \bar{\lambda} [(A_1 + \gamma_5 B_1) \psi_2 - (A_2 + \gamma_5 B_2) \psi_1] \\
& - \frac{1}{2} g^2 [A_\mu A^\mu (A_1^2 + A_2^2 + B_1^2 + B_2^2) + (A_1 B_2 - A_2 B_1)^2]
\end{aligned}$$

avec toujours $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$

C'est un lagrangien invariant de jauge, supersymétrique, qui traduit l'interaction entre un multiplet scalaire complexe $\varphi = (A, B, \psi)$ avec les champs:

$$A = (A_1 + i B_1) \sqrt{\frac{1}{2}} \quad B = (B_1 + i B_2) \sqrt{\frac{1}{2}}$$

et

$$\psi = (\psi_1 + i \psi_2) \sqrt{\frac{1}{2}}$$

Et un multiplet vecteur (A_μ, λ) écrit dans la jauge de Wess Zumino où on a les champs:

A_μ étant un champ vectoriel
 λ^μ un champ de spineur
le champ D auxiliaire étant éliminé.

6 - Exemple de brisure de supersymétrie

Illustrons les brisures de supersymétrie par un exemple simple issu directement de la référence (14), les brisures de type D dues à la Fayet-Iliopoulos. Fayet et Iliopoulos partent du modèle de Wess et Zumino de superélectrodynamique quantique précédent et ils lui rajoutent le terme ξD duquel on peut extraire ($i = 1, 2$) L_{pot} :

$$\begin{aligned}
L_{\text{pot}} &= \frac{1}{2} D^2 - g (A_1 B_2 - B_1 A_2) D + \xi D \\
&+ \sum_{i=1}^e \left(\frac{1}{2} F_i^2 + \frac{1}{2} G_i^2 - m_i F_i A_i - m_i B_i G_i \right)
\end{aligned}$$

avec les équations du mouvement:

$$\begin{aligned}
D &= g (A_1 B_2 - B_1 A_2) - \xi \\
F_1 &= m A_1 \quad G_1 = m B_1
\end{aligned}$$

Les champs auxiliaires peuvent être éliminés du lagrangien et on obtient un lagrangien avec des termes non diagonaux en champs scalaires:

$$- \xi g (A_1 B_2 - A_2 B_1)$$

à part ce terme, le lagrangien est le même que celui obtenu dans le paragraphe précédent.

Fayet et Iliopoulos posent alors:

$$\tilde{A}_1 = \frac{1}{\sqrt{2}} (A_1 + B_2) \quad \tilde{A}_2 = \frac{1}{\sqrt{2}} (A_2 - B_1)$$

$$\tilde{B}_1 = \frac{1}{\sqrt{2}} (A_1 - B_2) \quad \tilde{B}_2 = \frac{1}{\sqrt{2}} (A_2 + B_1)$$

et ils ne considèrent que les termes quadratiques et quartiques:

$$- \frac{1}{2} m^2 (A_1^2 + B_1^2 + A_2^2 + B_2^2) - \xi g (A_1 B_2 - A_2 B_1)$$

$$- \frac{1}{2} g^2 (A_1 B_2 - B_2 A_1)^2$$

ils obtiennent:

$$- \frac{1}{2} (m^2 + \xi g) (\tilde{A}_1^2 + \tilde{B}_1^2 - \frac{1}{2} (m^2 - \xi g) (\tilde{A}_2^2 + \tilde{B}_2^2))$$

$$\text{et } - \frac{1}{8} g^2 (\tilde{A}_1^2 - \tilde{A}_2^2 + \tilde{B}_1^2 - \tilde{B}_2^2)^2$$

à ce stade, les masses des scalaires et des fermions ne sont déjà plus les mêmes.

On suppose $\xi g > 0$ et le potentiel s'écrit:

$$U = \frac{1}{2} (m^2 - \xi g) (\tilde{A}_1^2 + \tilde{A}_2^2) + \frac{1}{2} (m^2 + \xi g) (\tilde{B}_1^2 + \tilde{B}_2^2) + \frac{1}{8} g^2 (A_1^2 - B_1^2 - B_2^2 + A_2^2)^2 + \frac{1}{2} \xi^2$$

Si $\xi g < m^2$ le minimum du potentiel est à $\langle \tilde{A}_1 \rangle = \langle \tilde{B}_1 \rangle = 0$ et $\langle U \rangle = \frac{1}{2} \xi^2$ la supersymétrie est brisée mais l'invariance de jauge ne l'est pas et le spectre de masse s'écrit:

$$m_{\tilde{A}_1} = \sqrt{m^2 - \xi g} \quad m_{\tilde{B}_1} = \sqrt{m^2 + \xi g}$$

$$m_{\psi_i} = m$$

$$m_{A_\mu} = m_\lambda = 0 \text{ le champ vectoriel de masse nulle.}$$

si $\xi g > m^2$ le minimum du potentiel est à une valeur finie des champs de matière un choix possible est $\langle \tilde{A}_2 \rangle = \langle \tilde{B}_1 \rangle = 0$ et $\langle \tilde{A}_1 \rangle = \mu/g$ avec $\mu^2 = 2 (\xi g - m^2)$

la symétrie de jauge et la supersymétrie sont spontanément brisées, on a le spectre de masse:

$$m_{\tilde{\psi}_1} = \sqrt{m^2 + \mu^2} \quad m_{\tilde{\chi}} = 0$$

$$m_{A_\mu} = m_{\tilde{A}_1} = \mu \quad m_{\tilde{B}_1} = \sqrt{2} m$$

le champ \tilde{A}_2 est absorbé par A_μ pour lui donner une masse ! comme pour le mécanisme de Higgs.
 Cette brisure spontanée est de type D, car on rajoute au lagrangien de Wess et Zumino le terme ξD . Elle sépare les masses des champs de multiplets scalaires et vecteurs.

IX- Appendice du chapitre III

1 - Expression de T

Voir référence 47.

Pour montrer $T = E / \epsilon$, on peut considérer un électron d'une gerbe électromagnétique pénétrant l'absorbeur avec une énergie très supérieure à l'énergie critique ϵ .

On suppose que cet électron émet un photon après une longueur d'interaction et que la moitié de l'énergie de l'électron est emportée par le photon.

Après une seconde longueur d'interaction ce photon s'annihile en une paire positron-électron qui emportent chacun la moitié de l'énergie du photon, on suppose de plus que l'électron initial émet un second photon.

On néglige la diffusion Compton et les pertes d'énergie par collision pour les électrons d'énergie supérieures à l'énergie critique ϵ (approximation A de Rossi).

On suppose que les électrons d'énergie inférieure à l'énergie critique déposent leurs énergies immédiatement par collisions sans émettre de photons supplémentaires.

Après t [en X_0] longueur de radiation le nombre de photons et d'électrons est de:

$$N_{e,\gamma} = 2^t$$

L'énergie E' de chaque particule diminue quand t augmente:

$E' = E \cdot 2^{-t}$ où E est l'énergie de l'électron incident en (MeV).

Le nombre total de particules dont l'énergie est supérieure à une énergie E' s'accroît de manière exponentielle entre $t = 0$ et $t = \tau(E')$ où $\tau(E')$ est la profondeur en unité de longueur de radiation à laquelle l'énergie des particules est E' :

$$E' = E \cdot 2^{-\tau(E')}$$

$$\tau(E') = \frac{\log E/\epsilon}{\log 2}$$

Après une longueur de radiation on se retrouvait avec un électron et un photon de même énergie. Maintenant, à une profondeur t on obtient une distribution d'énergie dont peut extraire le nombre total de particules de la gerbe d'énergie supérieure à E' moyenné sur la profondeur (en longueur de radiation):

$$\begin{aligned}
\langle N_{E'} \rangle &= \int_0^{\tau(E')} N_{e,\gamma} dt \\
&= \int_0^{\tau(\epsilon)} 2^t dt \\
&\sim \frac{e^{\tau(\epsilon) \ln 2}}{\ln 2} \\
&= \frac{E/E'}{\ln 2}
\end{aligned}$$

le nombre moyen de particules supérieur à E' est inversement proportionnel à E' leur énergie.

Ceci n'est valable que si $E' > \epsilon$ (énergie critique).

Tant que l'énergie des particules de la gerbe reste supérieure à l'énergie critique du matériel absorbeur, les processus d'annihilation de photons γ en paires électrons positrons et de créations de nouveaux photons continuent. Mais lorsque $E' = \epsilon$ le nombre maximum de particules de la gerbe est créé. Ceci arrive à la profondeur t_{\max} :

$$\begin{aligned}
t_{\max} &= \tau(\epsilon) \\
&= \frac{\ln E/\epsilon_0}{\ln 2}
\end{aligned}$$

On s'attend qu'à la profondeur où la gerbe atteint sa multiplicité maximum en particules la déposition en énergie atteint elle aussi son maximum.

Au delà de cette profondeur t_{\max} le reste de l'énergie est déposé par collision.

Le nombre moyen de particules chargées peut être extrait en utilisant les deux relations précédentes.

Le nombre est égal à la longueur totale moyenne des traces des particules chargées en unité de X_0 :

$$\begin{aligned}
\langle T \rangle [X_0] &= \frac{2}{3} \int_0^{t_{\max}} N_{e,\gamma} \lambda t \\
&= \frac{2}{3 \ln 2} \frac{E}{\epsilon} \\
&\sim \frac{E}{\epsilon} \quad \text{CQFD}
\end{aligned}$$

2/3 venant du rapport du nombre de particules chargées (e^+e^-) au nombre de particules neutres (γ) dans les

X- Appendice du chapitre V

1 - Calorimètre hadronique version A

a) Coefficients de calibration

	30 GeV	50 GeV	170 GeV	230 GeV
C_E	2.57	2.72	2.23	2.20
C_H	4.34	4.92	4.72	4.73

Les erreurs statistiques sur ces coefficients se déduisent des éléments diagonaux de la matrice inverse pour chaque énergie incidente. Elles sont de l'ordre de 0.2 %.

b) Coefficients de pondération

2 - Calorimètre hadronique version B

a) Coefficients de calibration

Les coefficients de pondération sont représentés sur la Figure 103, page 301, Figure 104, page 302, Figure 105, page 303 et Figure 106, page 304

	paramètre $K \frac{\text{GeV}^2}{\text{pc}^2}$	paramètre $K \frac{\text{GeV}^3}{\text{pc}^3}$
coefficients	fonction $\frac{K}{E}$	fonction $\frac{K}{E^2}$
$a_2^e \left(\frac{\text{GeV}}{\text{pc}^2} \right)$	11.46 ± 0.04	
$a_2^h \left(\frac{\text{GeV}}{\text{pc}^2} \right)$	38.77 ± 0.13	
$a_2^e \left(\frac{\text{GeV}}{\text{pc}^2} \right)$	35.52 ± 0.15	
$a_3^h \left(\frac{\text{GeV}}{\text{pc}^3} \right)$		2159.9 ± 9.4
$a_2^h \left(\frac{\text{GeV}}{\text{pc}^2} \right)$	96.46 ± 0.39	
$a_3^h \left(\frac{\text{GeV}}{\text{pc}^3} \right)$		7252.2 ± 34.8

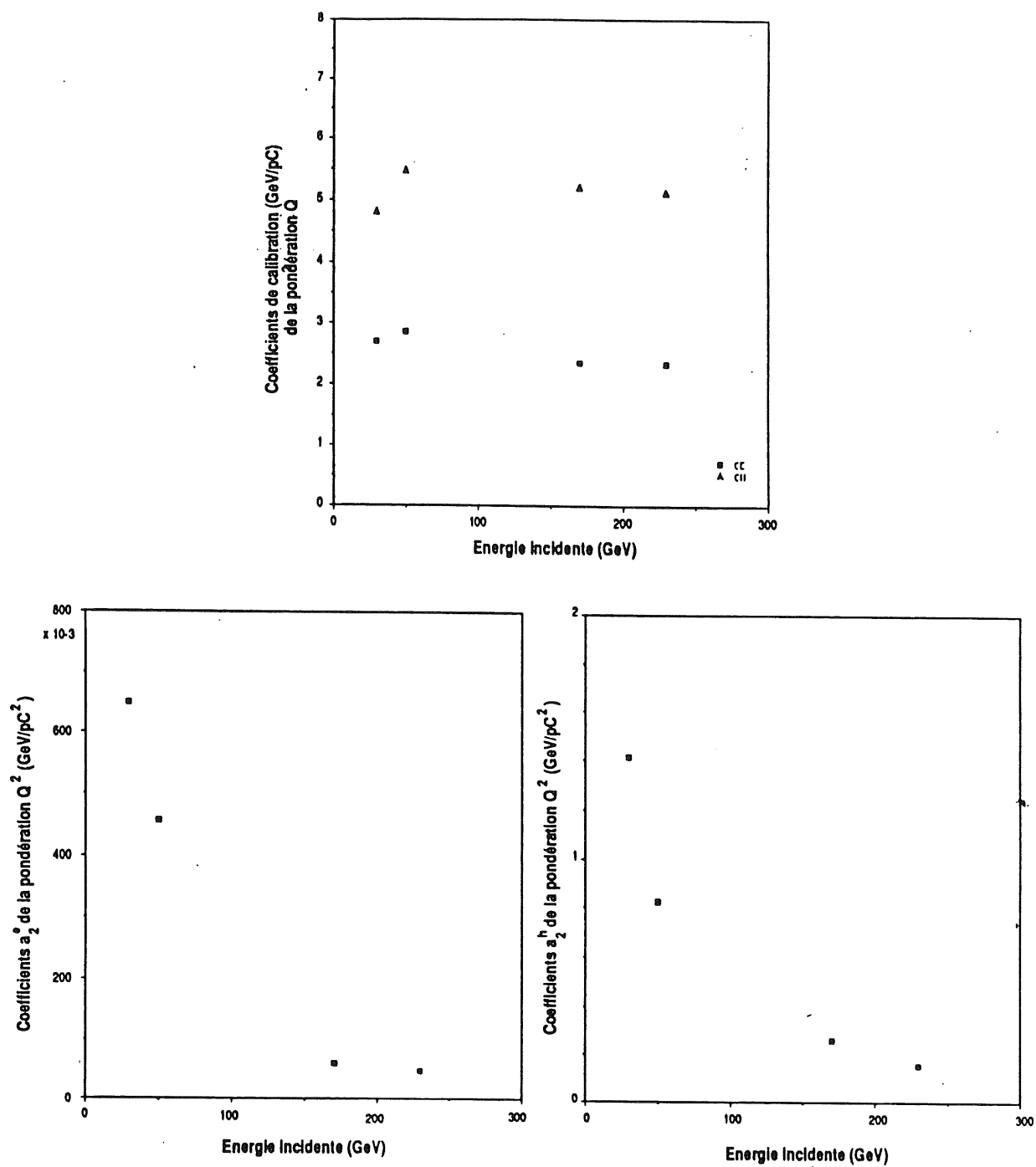


Figure 103. Coefficients de pondération de la pondération Q^2

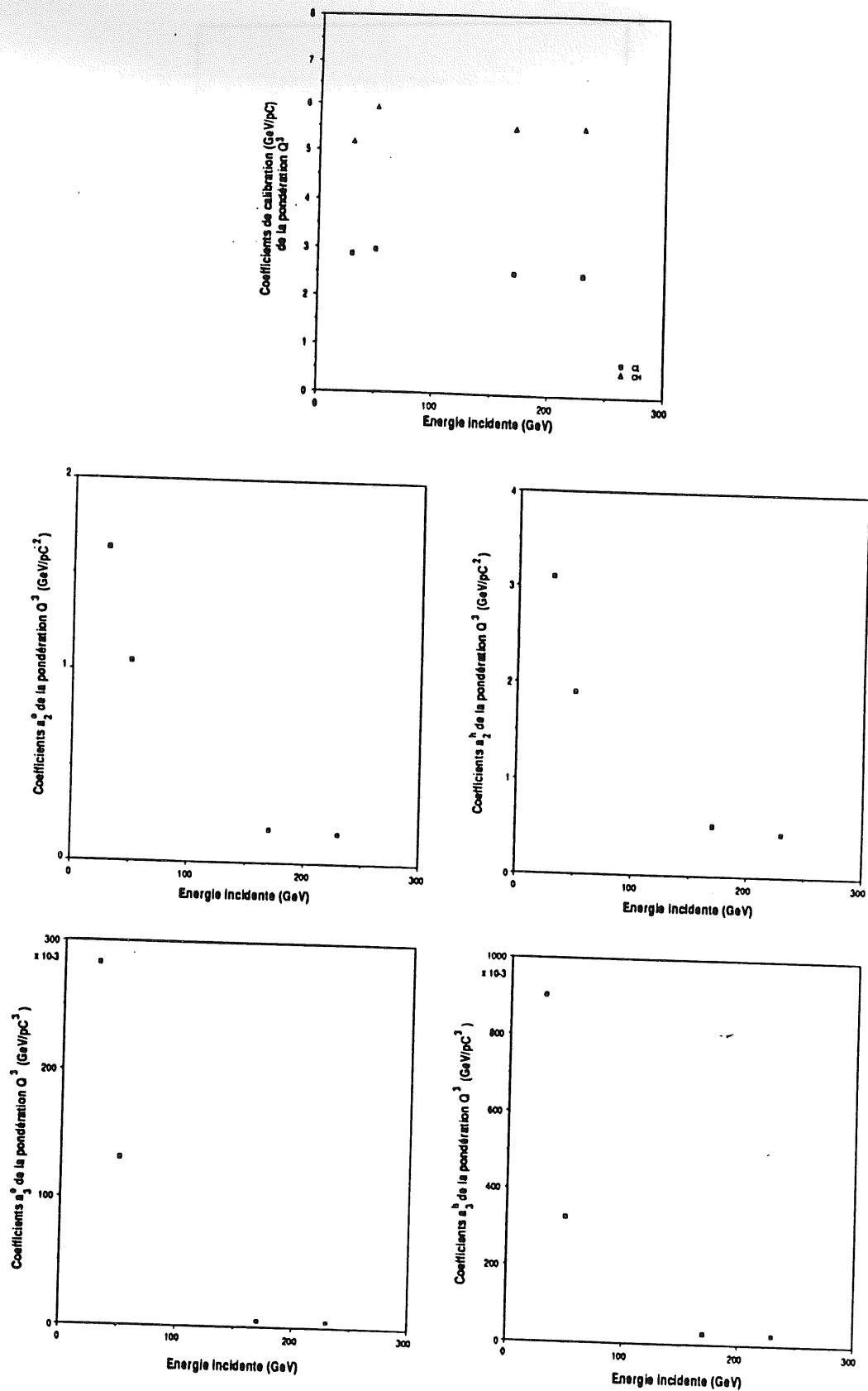


Figure 104. Coefficients de pondération de la pondération Q^3

évènements contenus						
GeV	15	20	30	40	50	80
C_E	3.65	3.67	3.73	3.76	3.74	3.59
C_H	9.57	9.43	9.82	10.18	10.21	9.85

évènements non contenus						
C_E	3.62	3.68	3.72	3.70	3.72	3.57
C_H	9.46	9.57	9.76	10.22	10.20	9.88
C_{Tc}	8.30	7.61	8.10	8.57	8.27	8.71

b) Coefficients de pondération du calorimètre hadronique version B

Ces coefficients sont représentés sur la Figure 105, page 305 et sur la Figure 106, page 306.

pour les événements contenus		
coefficients de pondération Q^2	paramètre $K \left(\frac{\text{GeV}^2}{p_c^2} \right)$ fonction $\frac{K}{E}$	paramètre $K \left(\frac{\text{GeV}^3}{p_c^2} \right)$ fonction $\frac{K}{E^2}$
$a_2^e \left(\frac{\text{GeV}}{pc^2} \right)$	14.34 ± 0.06	
$a_2^h \left(\frac{\text{GeV}}{pc^2} \right)$	220.3 ± 14	

coefficients de pondération Q^3	paramètre $K \left(\frac{\text{GeV}^2}{p_c^2} \right)$ fonction $\frac{K}{E}$	paramètre $K \left(\frac{\text{GeV}^3}{p_c^2} \right)$ fonction $\frac{K}{E^2}$
$a_2^e \left(\frac{\text{GeV}}{pc^2} \right)$	34.34 ± 0.70	
$a_3^e \left(\frac{\text{GeV}}{pc^3} \right)$		131.91 ± 3.31
$a_2^h \left(\frac{\text{GeV}}{pc^2} \right)$	508.95 ± 1.56	
$a_3^h \left(\frac{\text{GeV}}{pc^3} \right)$		12275.0 ± 3.58

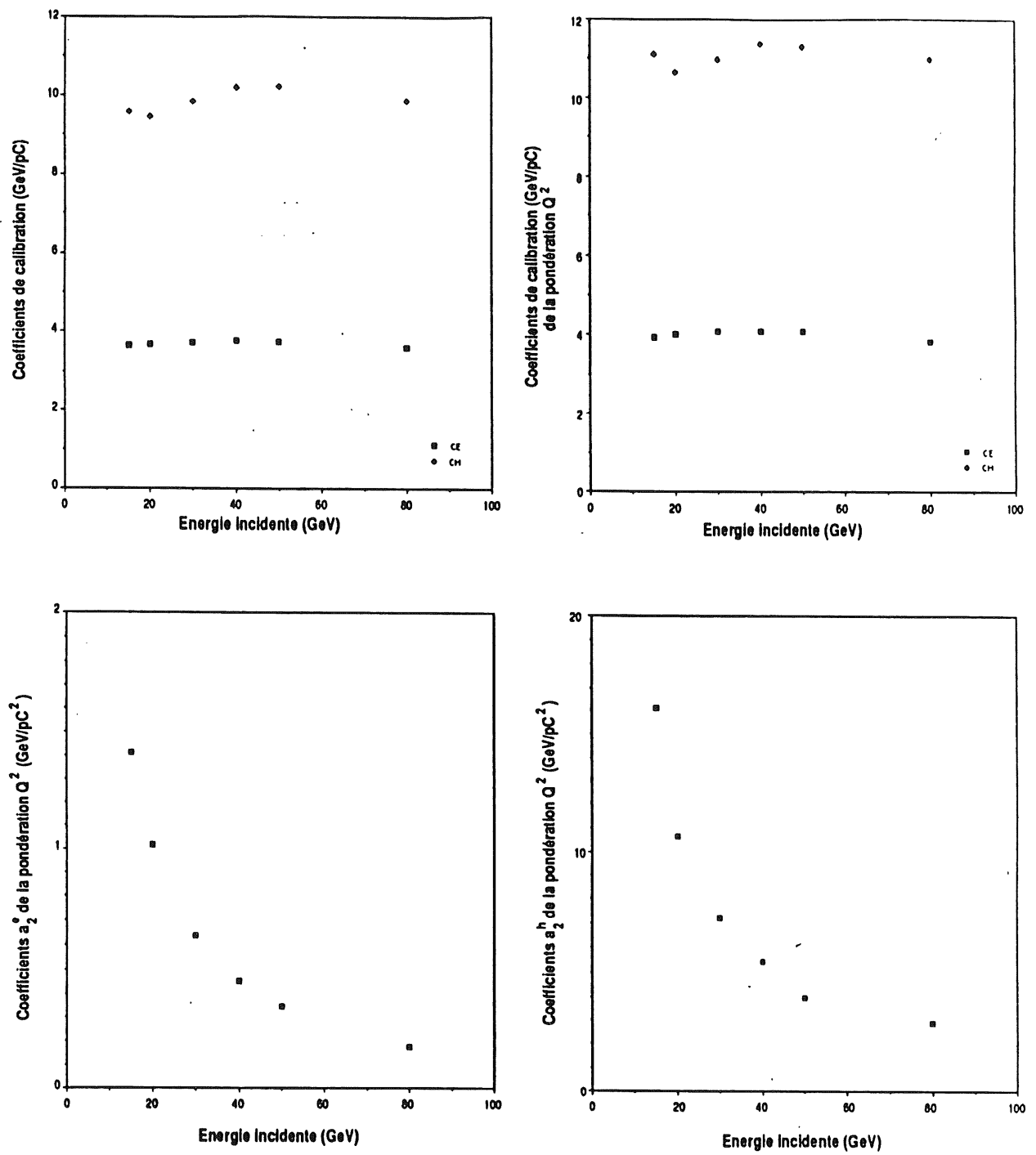


Figure 105. Coefficients de pondération Pour les évènements contenus

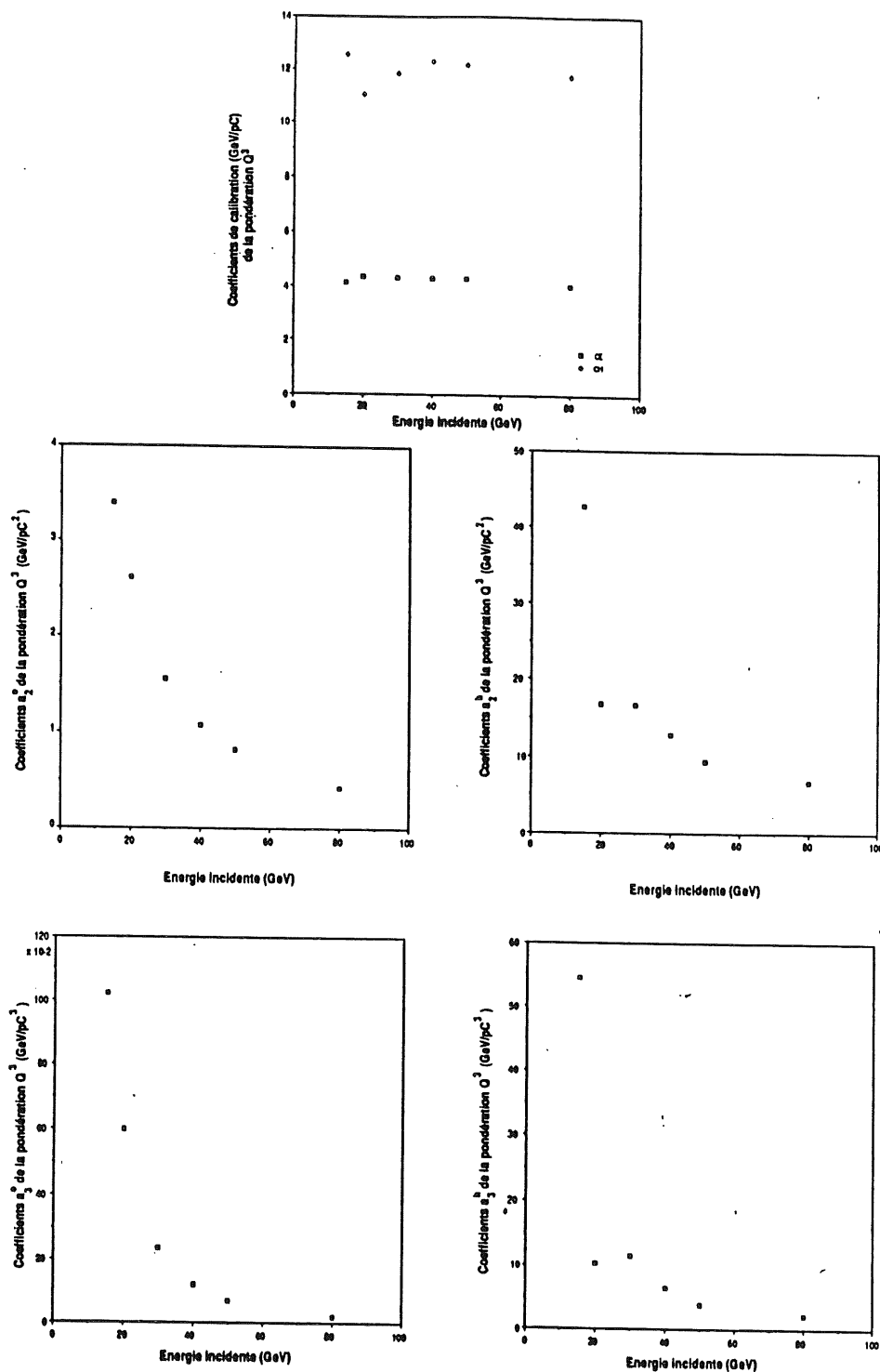


Figure 106. Coefficients de pondération Pour les évènements contenus

Ces coefficients sont sur la Figure 107, page 308, la Figure 108, page 309 et la Figure 109, page 310.

pour les événements non contenus		
coefficients de pondération Q^2	paramètre $K \left(\frac{\text{GeV}^2}{p_c^2} \right)$ fonction $\frac{K}{E}$	paramètre $K \left(\frac{\text{GeV}^3}{p_c^2} \right)$ fonction $\frac{K}{E^2}$
$a_2^e \left(\frac{\text{GeV}}{\text{pc}^2} \right)$	14.69 ± 0.09	
$a_2^h \left(\frac{\text{GeV}}{\text{pc}^2} \right)$	234.3 ± 1.8	
$a_2^{Tc} \left(\frac{\text{GeV}}{\text{pc}^2} \right)$	33.03 ± 0.9	

coefficients de pondération Q^3	paramètre $K \left(\frac{\text{GeV}^2}{p_c^2} \right)$ fonction $\frac{K}{E}$	paramètre $K \left(\frac{\text{GeV}^3}{p_c^2} \right)$ fonction $\frac{K}{E^2}$
$a_2^e \left(\frac{\text{GeV}}{\text{pc}^2} \right)$	33.03 ± 0.9	
$a_3^e \left(\frac{\text{GeV}}{\text{pc}^3} \right)$		130.01 ± 0.5
$a_2^h \left(\frac{\text{GeV}}{\text{pc}^2} \right)$	477.7 ± 0.6	
$a_3^h \left(\frac{\text{GeV}}{\text{pc}^3} \right)$		9896.9 ± 11.2
$a_2^{Tc} \left(\frac{\text{GeV}}{\text{pc}^2} \right)$	253.8 ± 2.1	
$a_3^{Tc} \left(\frac{\text{GeV}}{\text{pc}^3} \right)$		4330.11 ± 2.6

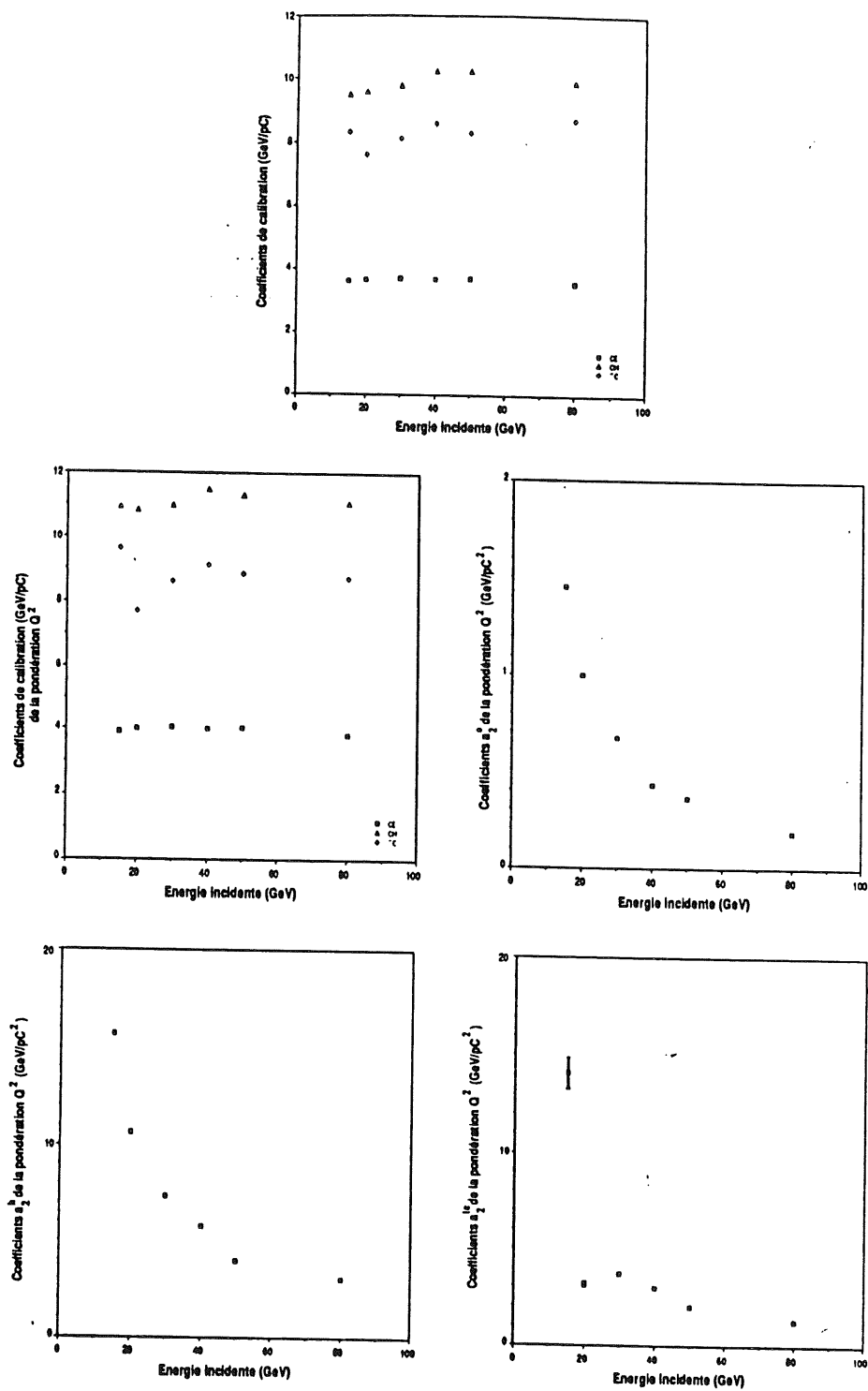


Figure 107. Coefficients de pondération Pour les événements non contenus.

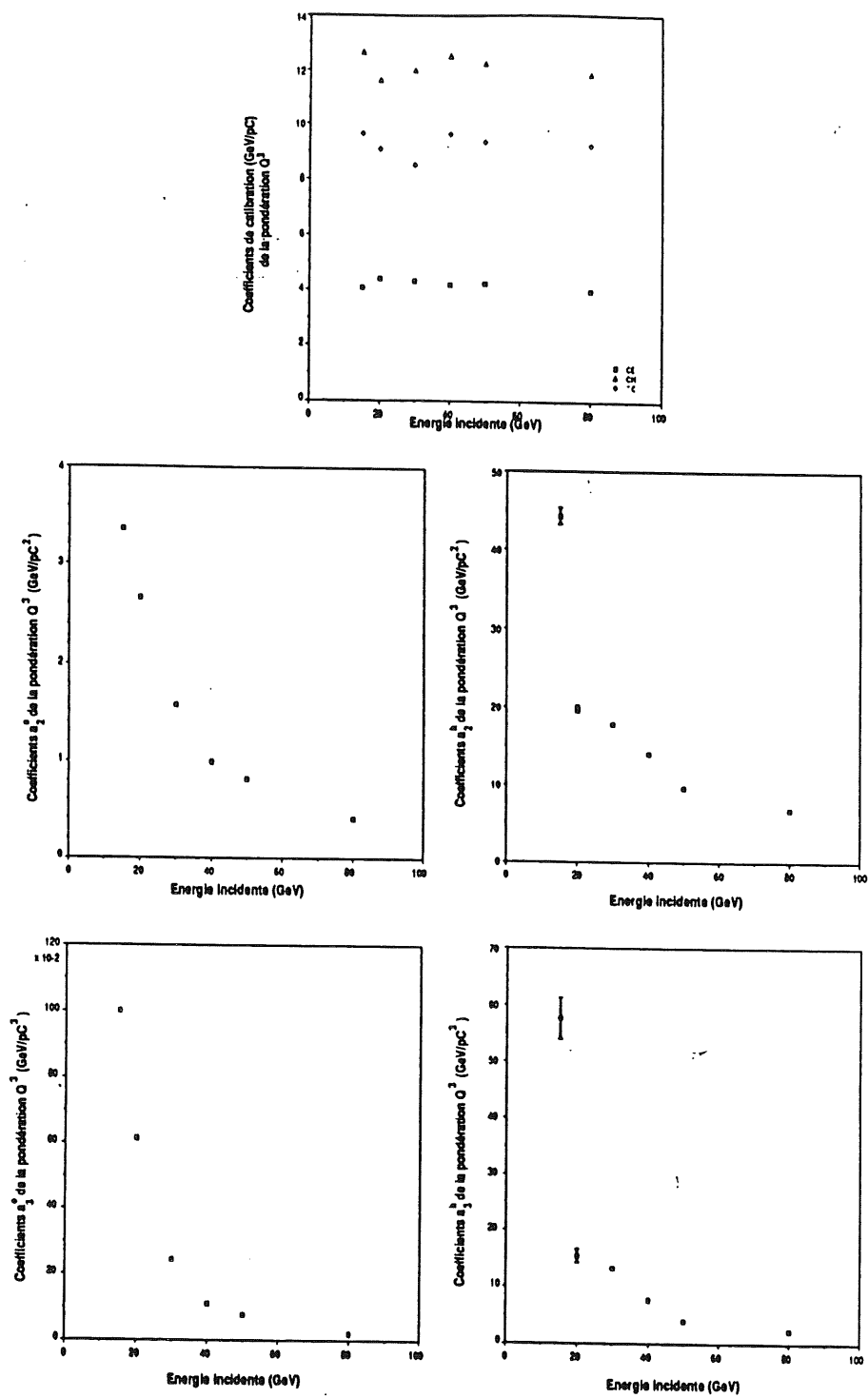


Figure 108. Coefficients de pondération Pour les évènements non contenus.

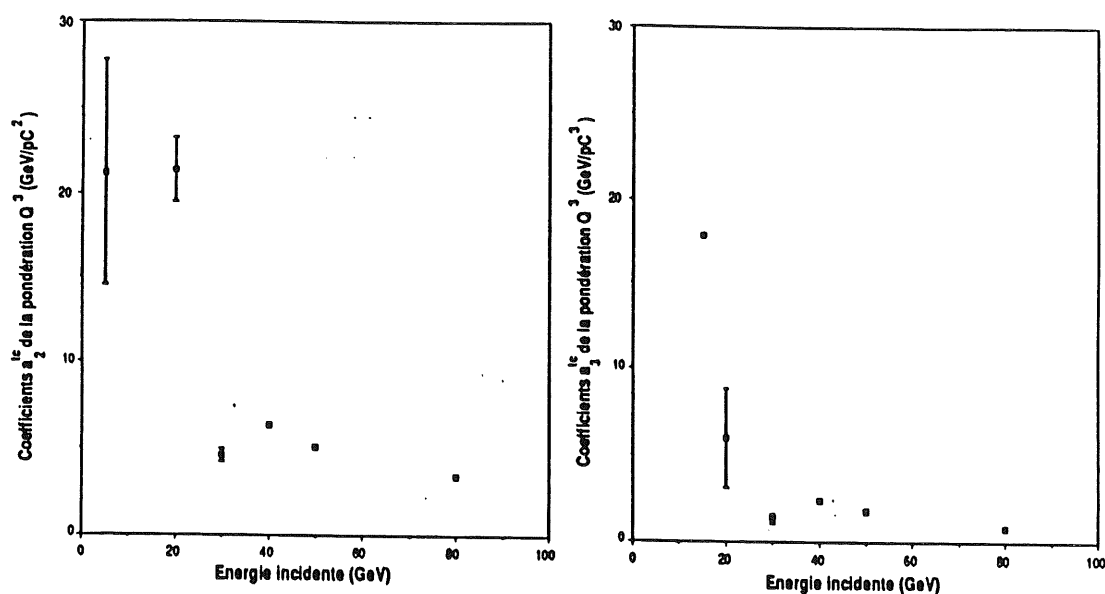


Figure 109. Coefficients de pondération Pour les évènements non contenus.

3 - La pondération exponentielle

les valeurs de Q_{\max} et des largeurs de pas sont portés dans le tableau suivant:

	Q_{\max} (pC)		largeur des 60 pas (pC)	
	partie em	partie ha	partie em	partie ha
80 GeV	20	10	0.33	0.166
50 GeV	16	7	0.26	0.116
40 GeV	13	5	0.21	0.083
30 GeV	9	4	0.15	0.066

En utilisant les évènements contenus, les paramètres de la dépendance exponentielle des coefficients C avec la charge sont calculés avec un ajustement ($a + b \exp(c Q)$) sur la Figure 78, page 214.

Les résultats sont portés dans le tableau suivant:

		C_i de la partie em	C_i de la partie ha
80 GEV	C	$- 0.93 \pm 0.01$	$- 0.91 \pm 0.002$
50 GEV	C	$- 1.13 \pm 0.02$	$- 1.51 \pm 0.004$
40 GEV	C	$- 1.57 \pm 0.02$	$- 1.88 \pm 0.005$
30 GEV	C	$- 2.13 \pm 0.04$	$- 2.58 \pm 0.007$

Les coefficients de la pondération exponentielle sont sur la Figure 110, page 312.

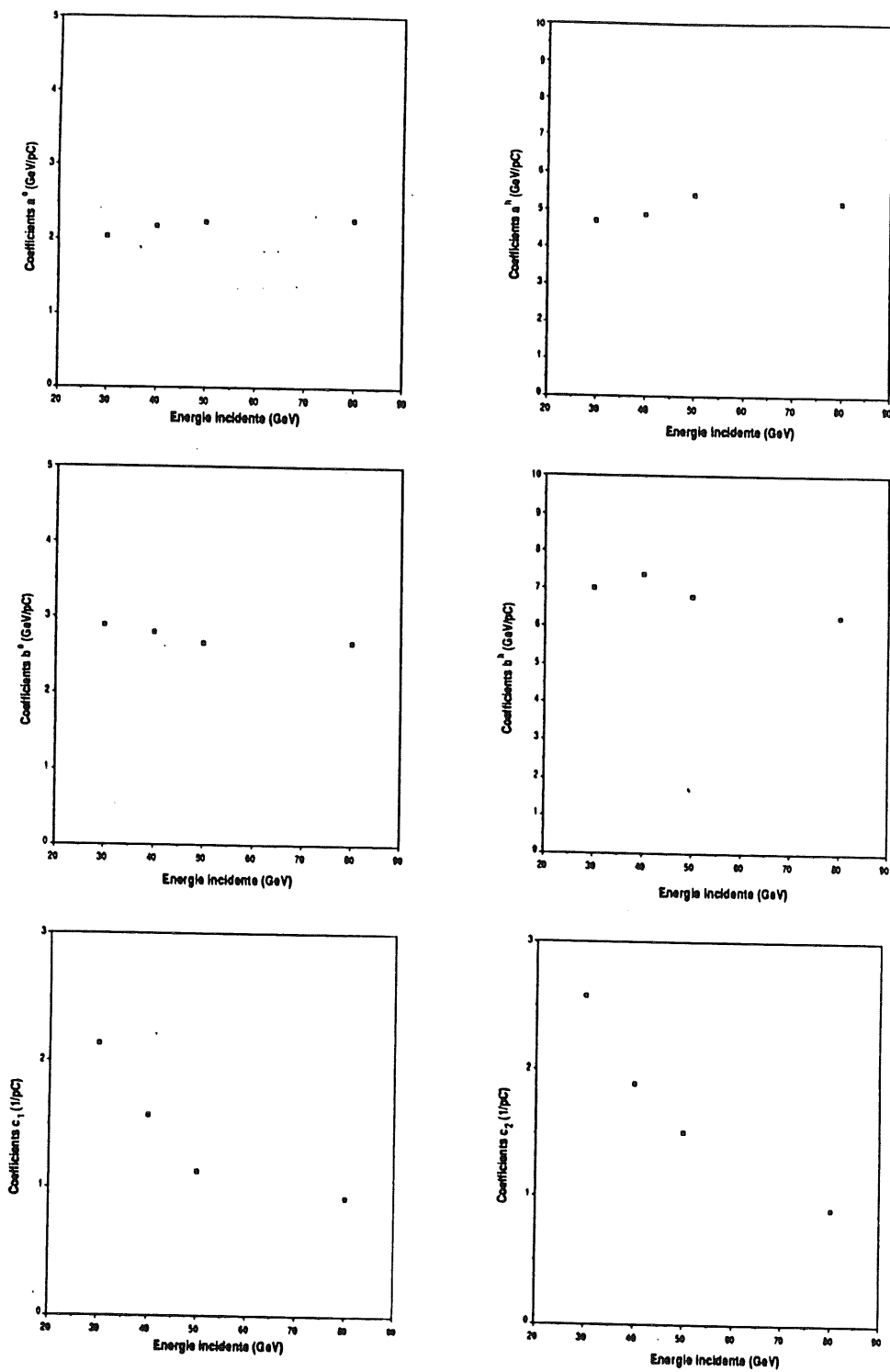


Figure 110. Coefficients de la pondération exponentielle.

4 - La séparation e/π

Les tableaux suivants contiennent les valeurs des différents paramètres qui proviennent des paramétrisations du vecteur X moyen et des éléments diagonaux de la matrice de covariance. La Figure 111, page 314 et la Figure 112, page 315 représentent les paramétrisations du vecteur X moyen. La Figure 113, page 316 et la Figure 114, page 317 représentent les paramétrisations des éléments diagonaux de la matrice de covariance.

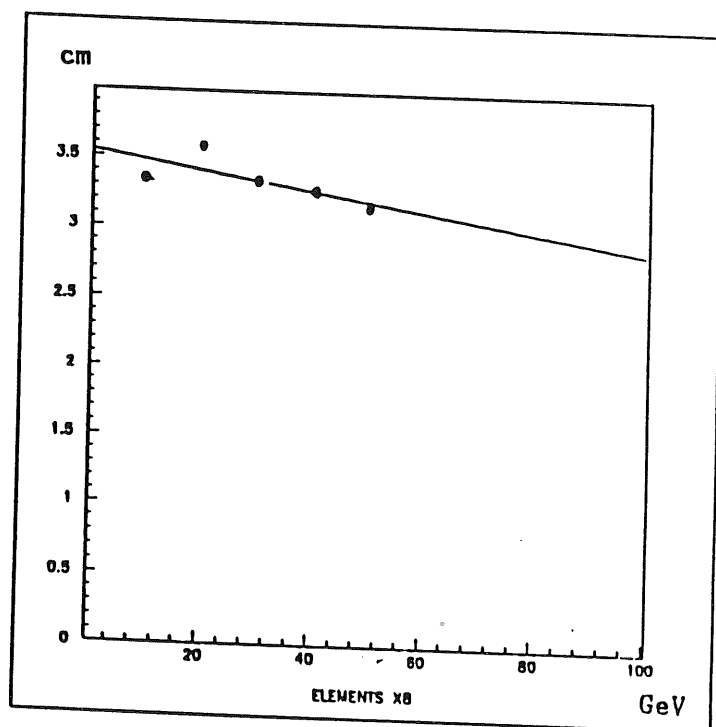
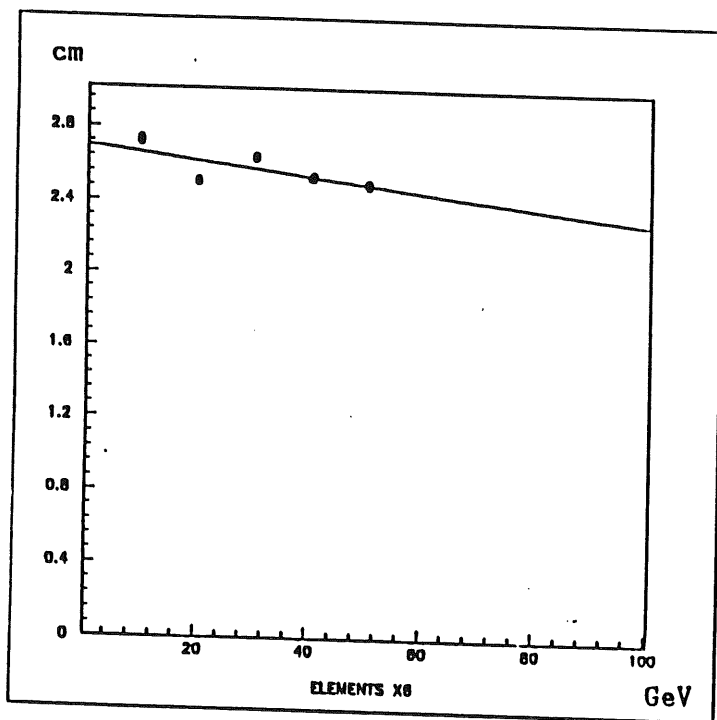
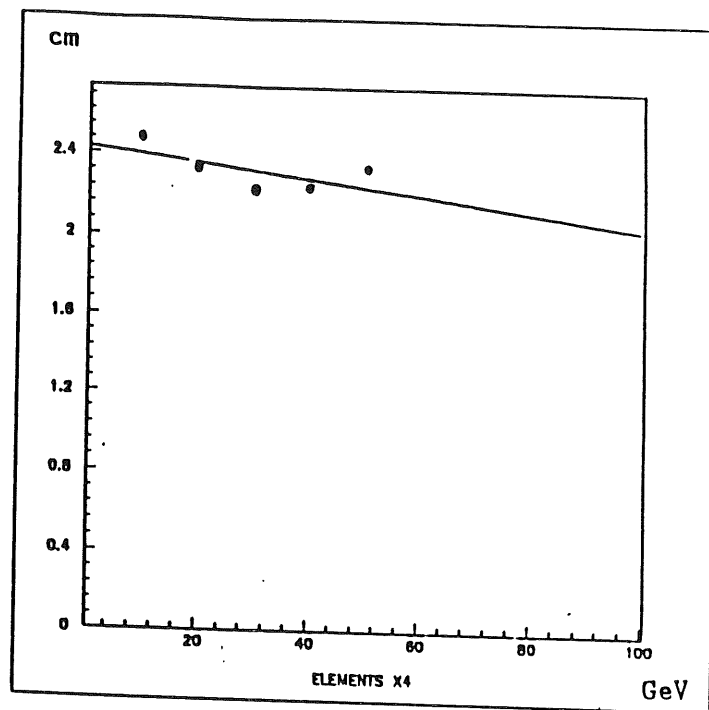
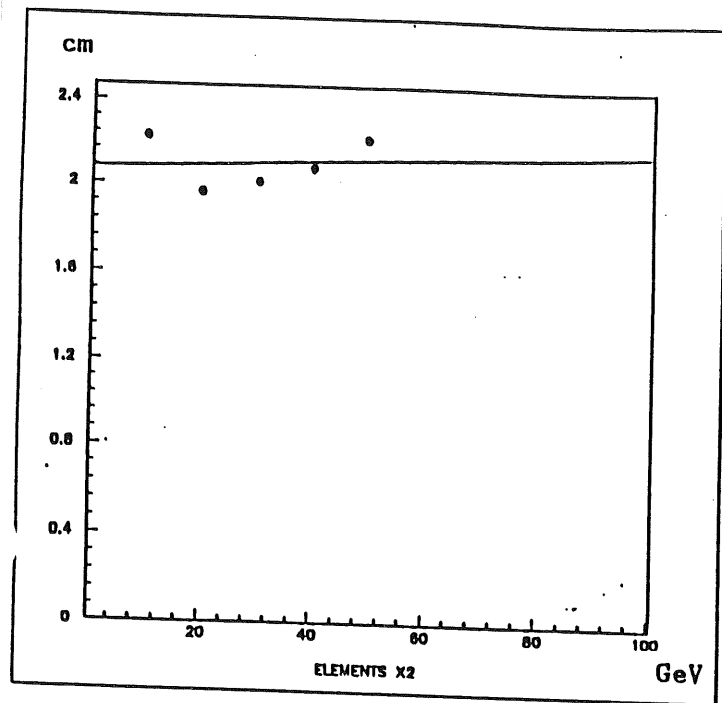


Figure 111. Composantes paires du vecteur X moyen.

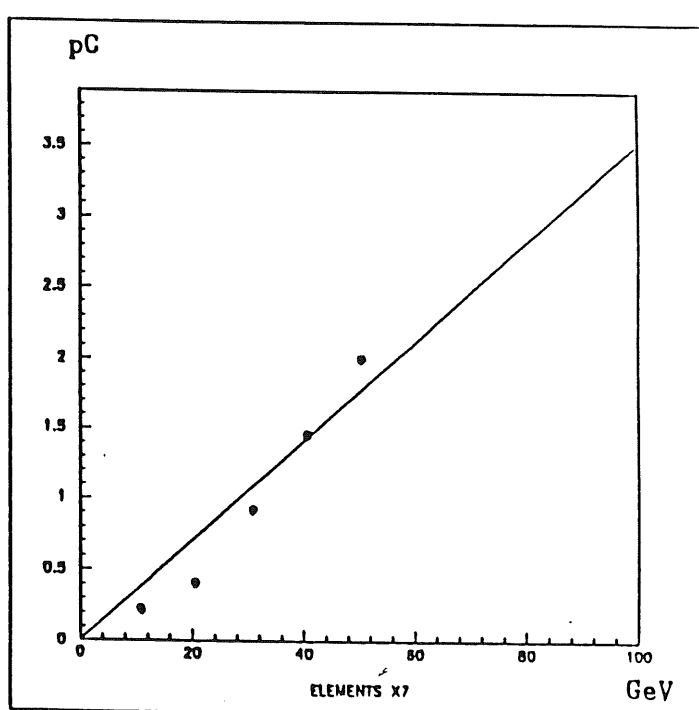
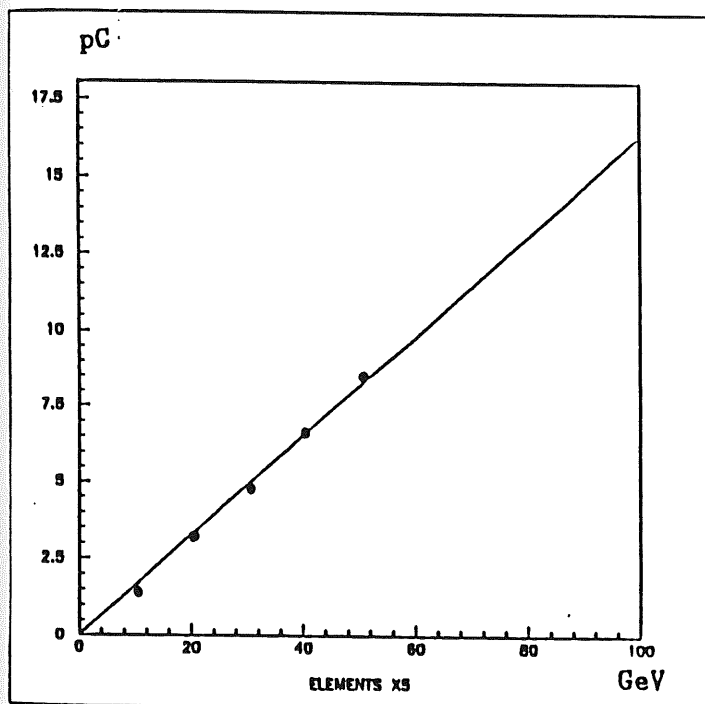
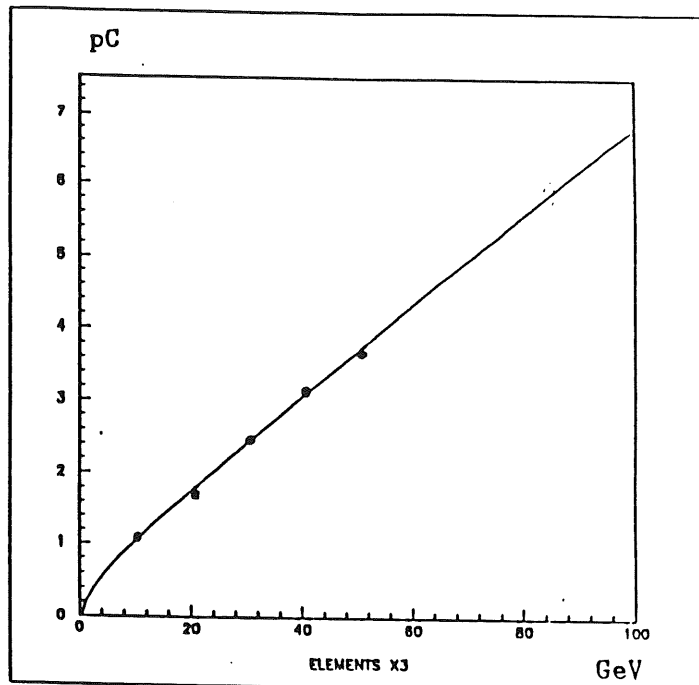
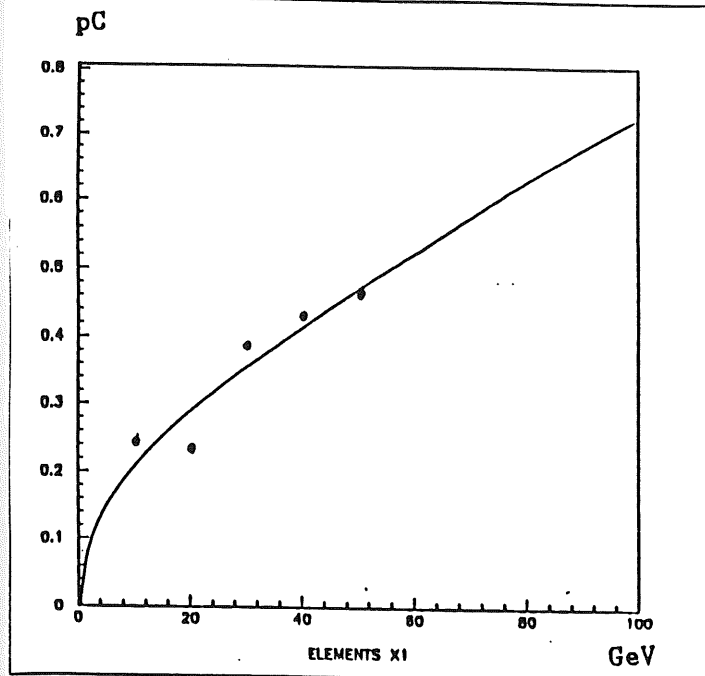


Figure 112. Composantes impaires du vecteur X moyen.

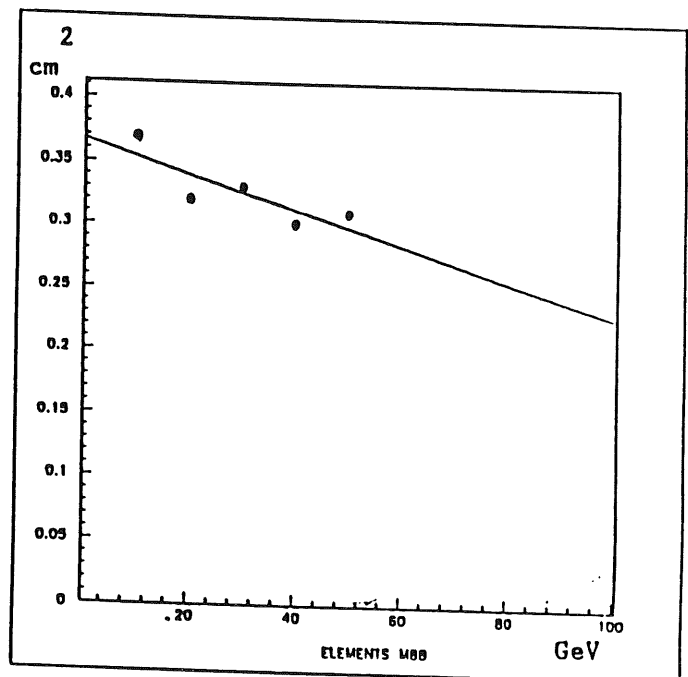
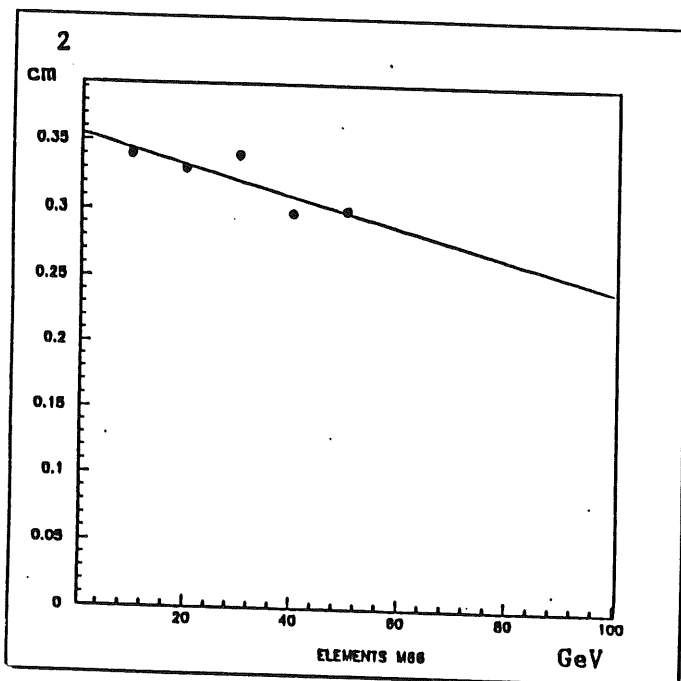
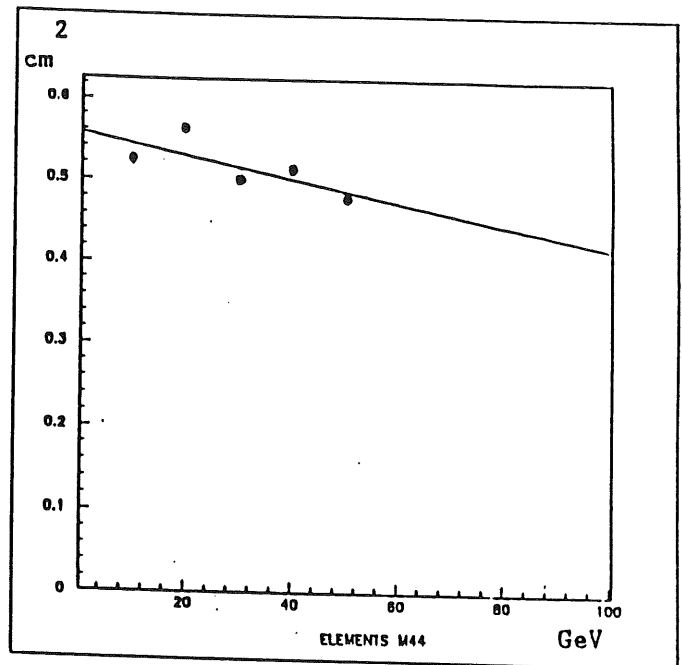
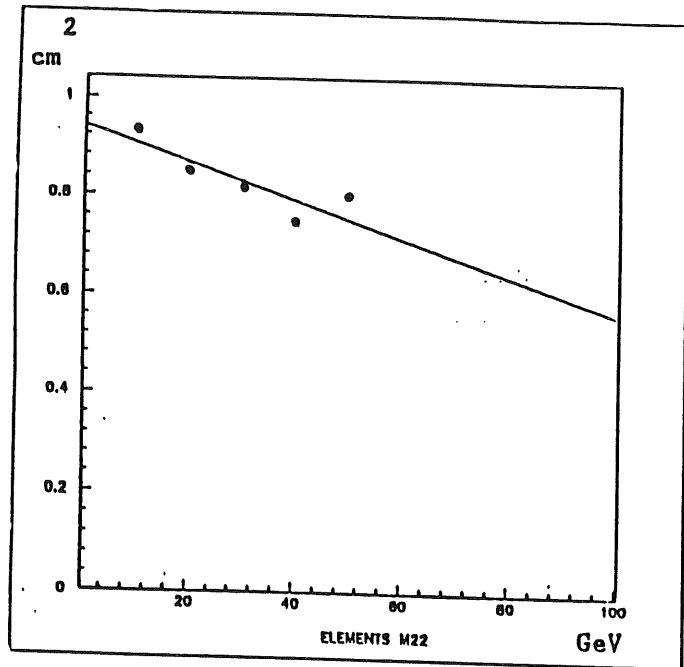


Figure 113. Eléments diagonaux pairs de la matrice de covariance.

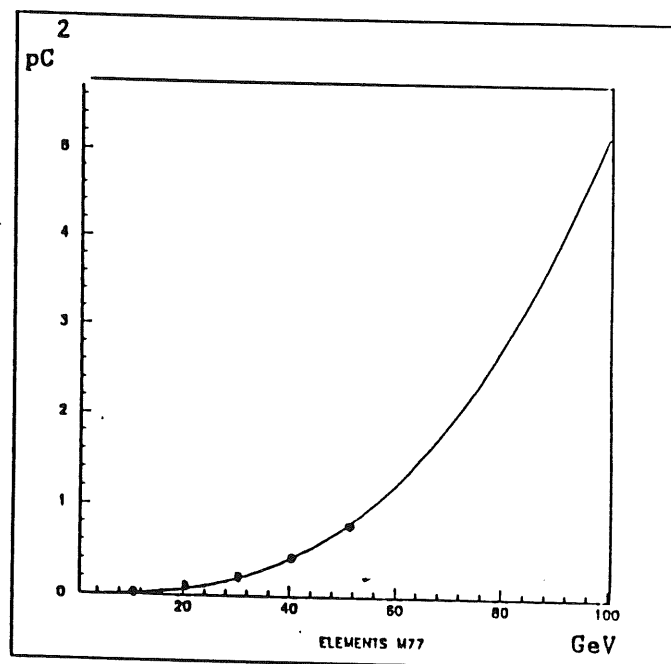
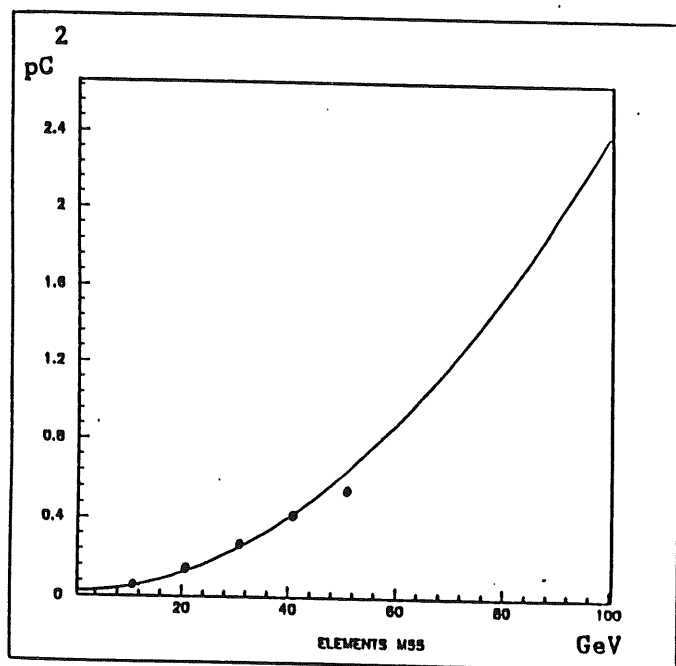
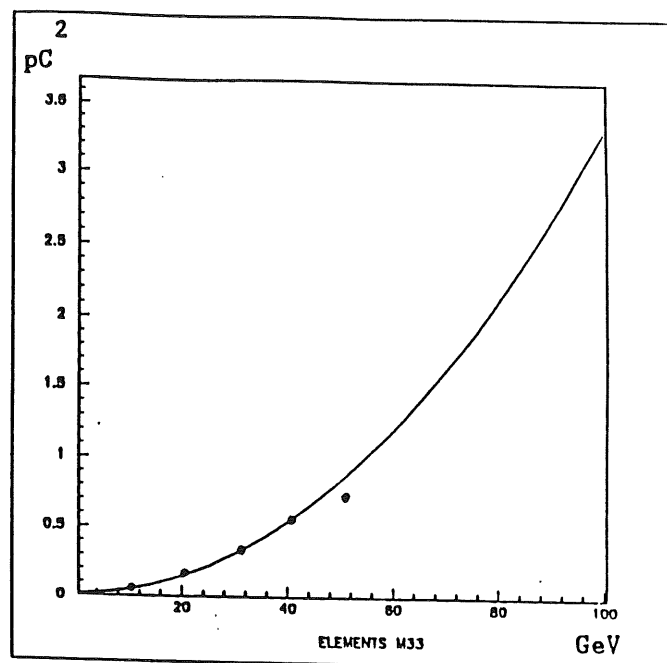
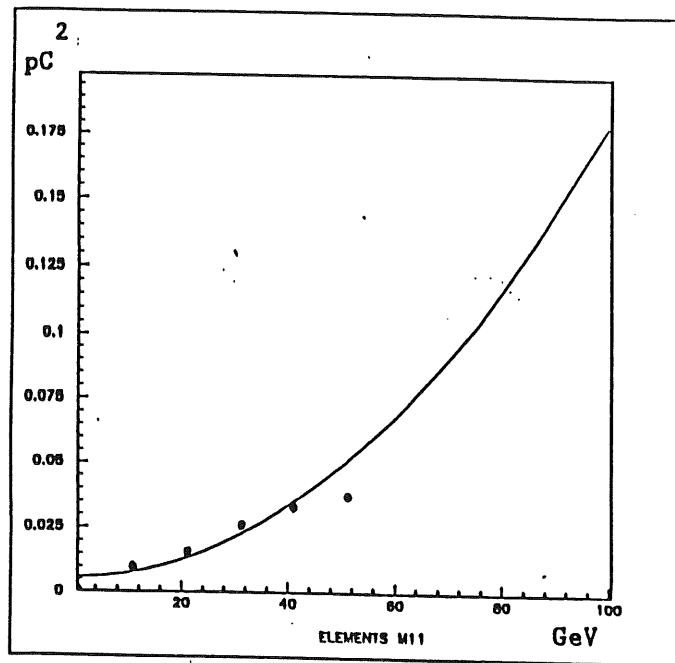


Figure 114. Eléments diagonaux impaires de la matrice de covariance.

$\langle X \rangle$	fonction utilisée	a	b	c
$\langle X_2 \rangle$	$a + bx$	2.07	$0.85 \cdot 10^{-3}$	
$\langle X_4 \rangle$	$a + bx$	2.43	$-0.38 \cdot 10^{-2}$	
$\langle X_6 \rangle$	$a + bx$	2.69	$-0.40 \cdot 10^{-2}$	
$\langle X_8 \rangle$	$a + bx$	3.54	$-0.69 \cdot 10^{-2}$	
$\langle X_1 \rangle$	$a + bx + c \log x$	0.039	0.0044	0.053
$\langle X_3 \rangle$	$a + bx + c \log x$	0.077	0.0603	0.1524
$\langle X_5 \rangle$	$a + bx + c \log x$	$< 10^{-4}$	0.163	$< 10^{-4}$
$\langle X_7 \rangle$	$a + bx + c \log x$	$< 10^{-4}$	0.035	$< 10^{-4}$

M_{ij}	fonction utilisée	a	b	c
M_{11}	$a + bx^2 + cx^3$	$0.57 \cdot 10^{-2}$	$0.17 \cdot 10^{-4}$	0
M_{33}	$a + bx^2 + cx^3$	$0.16 \cdot 10^{-1}$	$0.33 \cdot 10^{-3}$	0
M_{55}	$a + bx^2 + cx^3$	$0.27 \cdot 10^{-1}$	$0.23 \cdot 10^{-3}$	0
M_{77}	$a + bx^2 + cx^3$	$0.29 \cdot 10^{-2}$	$0.77 \cdot 10^{-4}$	$0.44 \cdot 10^{-5}$
M_{22}	$a + bx$	0.94	$-0.37 \cdot 10^{-2}$	
M_{44}	$a + bx$	0.55	$-0.14 \cdot 10^{-2}$	
M_{66}	$a + bx$	0.35	$-0.11 \cdot 10^{-2}$	
M_{88}	$a + bx$	0.37	$-0.14 \cdot 10^{-2}$	

XI- Appendice du chapitre VI

1 - Règles de feynman

On utilise donc le modèle de supergravité N=1 précédent. Il faut spécifier le lagrangien et les règles de Feynman. Pour les interactions il faut considérer les termes d'interaction entre les multiplets de jauge et multiplets de matière. Les termes d'interaction sont donnés par les expressions du type (ref. Haber et Kane ref. 8):

$$\begin{aligned}
 & -g T_{ij}^a v_{\mu}^a (\bar{\psi}_i \sigma^{\mu} \psi_j + i A_i^* \partial_{\mu} A_j) + ig\sqrt{2} T_{ij}^a (\lambda^a \psi_j A_i^* - \bar{\lambda}^a \bar{\psi}_i A_j) \\
 & + g^2 (T^a T^b)_{ij} v_{\mu}^a v^{\mu b} A^{\mu b} A_i^* A_j
 \end{aligned}$$

On donne ensuite quelques règles de Feynman pour des particules de majorana (Haber et Kane ref.8).

D'abord introduisons la matrice de conjugaison de charge:

$$\begin{aligned}
 C &= C^{-1} \\
 C^T &= -C
 \end{aligned}$$

et pour $\Gamma_i = 1, i\gamma_5, \gamma_{\mu}\gamma_5, \gamma_{\mu}$ et $\sigma_{\mu\nu} = \frac{1}{2} i[\gamma_{\mu}\gamma_{\nu}]$

$$C^{-1} \Gamma_i C = \eta_i \Gamma_i^T$$

où $\eta_i = +1$ pour Γ_i $i=1,6$ et $\eta_i = -1$ pour $i=\gamma, 16$ de plus $\Gamma_i^+ = \gamma^0 \Gamma_i \gamma^0$

un champ de majorana ψ_M satisfait:

$$\psi_M^C = \psi_M = C \bar{\psi}_M^T$$

où $\bar{\psi} = \psi^+ \gamma^0$ et en général les spineurs u et v pour des fermions de Dirac

ou de Majorana sont liés par

$$u(k,s) = C \bar{v}^T(k,s) \quad v(k,s) = \bar{u}^T(k,s)$$

Les règles de feynman sont données dans la

représentation de Majorana où $\gamma_{\mu}^* = -\gamma_{\mu}$ $C = -\gamma^0$ et $\psi_M = \psi_M^*$.

Les règles qui suivent sont extraites de la référence (Haber et Kane ref.8).

Tous les fermions externes sont représentés par des lignes continues droites fléchées.

Pour des fermions de Dirac la direction de la flèche est conventionnelle et indique le "flux" d'un nombre quantique.

Pour des fermions de Majorana la direction de la flèche est arbitraire. On est libre de choisir le sens de la flèche, un choix particulier commande la règle de Feynman utilisée.

A chaque ligne de fermion externe il faut attribuer un spineur u ou un spineur v .

Pour des fermions de Dirac on a u et \bar{u} pour des particules entrantes ou sortantes et v et \bar{v} pour des antiparticules entrantes ou sortantes

$$\begin{array}{cccc}
 u(P)_{\alpha\beta} & \beta \xrightarrow{P} \alpha & \beta \xleftarrow{P} \alpha & \bar{u}(P)_{\alpha\beta} \\
 \bar{v}(P)_{\alpha\beta} & \alpha \xleftarrow{P} \beta & \beta \xrightarrow{P} \alpha & v(P)_{\alpha\beta}
 \end{array}$$

où α, β sont des indices spinoriels.

Pour les spineurs de Majorana la situation est plus ambiguë. Il faut choisir une direction pour une ligne de Majorana donnée, ce choix est arbitraire, alors une ligne de fermion de Majorana entrante sera une ligne de particule si la flèche pointe dans la direction entrante du diagramme. Si la flèche pointe dans la direction sortante du diagramme on aura une antiparticule.

De la même manière une ligne de fermion de Majorana sortante sera une particule si la flèche pointe dans la direction sortante du diagramme et une antiparticule si la flèche pointe dans la direction entrante du diagramme.

Pour les fermions de Dirac on a de plus les règles:

$$\begin{aligned}
 \sum_s u(p,s) \bar{u}(p,s) &= \gamma_\mu p^\mu + M \\
 \sum_s v(p,s) \bar{v}(p,s) &= \gamma_\mu p^\mu - M
 \end{aligned}$$

et pour les fermions de Majorana ces règles sont valables, mais il faut ajouter les combinaisons possibles entre u et v :

$$\begin{aligned}
 \sum_s u(s,p) \pm^T v(s,p) &= (\gamma_\mu p^\mu + M) C^T \\
 \sum_s \bar{u}^T(s,p) \bar{v}(s,p) &= C^{-1} (\gamma_\mu p^\mu - M) \\
 \sum_s \bar{v}^T(s,p) \bar{u}(s,p) &= C^{-1} (\gamma_\mu p^\mu + M) \\
 \sum_s v(s,p) u^T(s,p) &= (\gamma_\mu p^\mu - M) C^T
 \end{aligned}$$

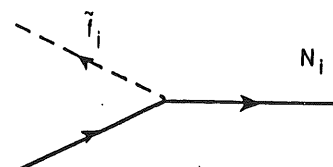
où C est la matrice de conjugaison de charge, on peut dériver ces expressions pour des états d'hélicités spécifiques avec les opérateurs de projection

$$P_{LR} = \frac{1}{2} (1 \pm \gamma_5)$$

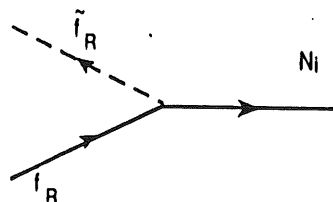
Pour les fermions de Dirac le propagateur est représenté par une ligne et une flèche:

$$\beta \quad \xleftarrow{P} \quad \alpha \quad \left[\frac{-i(\gamma_\mu P^\mu + M) C}{P^2 - M^2} \right]_{\alpha\beta}$$

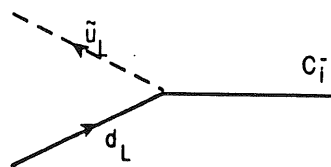
Page 322



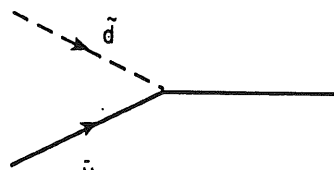
$$- \sqrt{2} P_L \left[e Q_f N_{1i} + \frac{g}{\cos \theta_w} (I_{3f} - Q_f \sin^2 \theta_w) N_{2i} \right]$$



$$- \sqrt{2} P_R \left[e Q_f N_{1i}^* + \frac{g}{\cos \theta_w} (I_{3f} - Q_f \sin^2 \theta_w) N_{2i}^* \right]$$



$$- g P_L C_{R1i}^*$$



$$g P_R C_{L1i}^*$$

Figure 115. Règles de Feynman

2 - Le lagrangien et le mélange de jauginos

L'approche de la référence (70) est strictement reprise ici. Les termes de masse du lagrangien de la théorie de supergravité basse énergie $N=1$ développée dans le premier chapitre peuvent s'écrire sous la forme générale:

$$L = - \tilde{\psi}_{C_i} (M_{ij}^C P_L + M_{ji}^{C*} P_R) \tilde{\psi}_{Cj} \\ - \frac{1}{2} \tilde{\psi}_{N_i} (M_{ij}^N P_L + M_{ij}^{N*} P_R) \tilde{\psi}_{Nj}$$

où $P_{R,L}$ sont les opérateurs de projection:

$$P_{R,L} = \frac{1}{2} (1 \pm \gamma_5)$$

avec les états de bases pour les charginos:

$$\psi_{c1} = \begin{bmatrix} \tilde{W}^- \\ \tilde{W}^+ \end{bmatrix} \quad \psi_{c2} = \begin{bmatrix} \tilde{H}_1^- \\ \tilde{H}_2^+ \end{bmatrix}$$

et pour les neutralinos:

$$\psi_{N1} = \begin{bmatrix} \tilde{Z} \\ \tilde{\chi} \end{bmatrix} \quad \psi_{N2} = \begin{bmatrix} \tilde{Z} \\ \tilde{\Sigma} \end{bmatrix} \quad \psi_{N3} = \begin{bmatrix} \tilde{H} \\ \tilde{H} \end{bmatrix} \quad \tilde{H}_{N4} = \begin{bmatrix} \tilde{H}' \\ \tilde{H}' \end{bmatrix}$$

avec

$$\tilde{H} = \cos \theta_v \tilde{H}_1^0 - \sin \theta_v \tilde{H}_v^0$$

$$\tilde{H}' = \sin \theta_v \tilde{H}_1^0 + \cos \theta_v \tilde{H}_2^0$$

Les matrices de masses M_{ij}^C et M_{ij}^N de charginos et neutralinos

s'écrivent ici:

$$M^C = \begin{bmatrix} M_2 & i\sqrt{2} m_w \cos \theta_v \\ i\sqrt{2} m_w \sin \theta_v & -m_\mu \end{bmatrix}$$

$$M^N = \begin{bmatrix} M_{11} & M_{12} & 0 & 0 \\ M_{12} & M_{22} & im_- & 0 \\ 0 & im_- & -\mu \sin 2 \theta_v & \mu \cos 2 \theta_v \\ 0 & 0 & \mu \cos 2 \theta_v & \mu \sin 2 \theta_v \end{bmatrix}$$

avec

$$M_{11} = \cos^2 \theta_w M_1 + \sin^2 \theta_w M_2$$

$$M_{22} = \sin^2 \theta_w M_1 + \cos^2 \theta_w M_2$$

$$M_{12} = (M_2 - M_1) \sin\theta_w \cos\theta_w$$

Les paramètres de masse généralement complexe M_1 et M_2 et m_μ sont des paramètres de brisure douce de supersymétrie globale (chapitre I) associés aux Jauginos, m_W et m_Z sont les masses des bosons W et Z.

Ces matrices de masses peuvent être diagonalisées par les matrices unitaires U_L, U_A , et U_N qui vérifient:

$$[U_R^\dagger M^C U_L]_{ij} = m_{Ci} \delta_{ij}$$

$$[U_N^T M^N U_N]_{ij} = m_{Ni} \delta_{ij}$$

où les valeurs propres m_{Ci} et m_{Ni} sont les masses des charginos

$\tilde{\chi}_{Ci}$ $i = 1, 2$ et des neutralinos $\tilde{\chi}_{Ni}$ $i = 1, 2, 3, 4$.

Les états propres sont données par:

$$P_L \tilde{\chi}_C = U_L^\dagger P_L \tilde{\psi}_C \quad P_R \tilde{\chi}_C = U_R^\dagger P_R \tilde{\psi}_C$$

$$P_L \tilde{\chi}_N = U_N^\dagger P_L \tilde{\psi}_N \quad P_R \tilde{\chi}_N = U_N^T P_R \tilde{\psi}_N$$

et les termes de masses prennent la forme simple:

$$L = - m_{Ci} \tilde{\chi}_{Ci} \tilde{\chi}_{Ci} - m_{Ni} \tilde{\chi}_{Ni} \tilde{\chi}_{Ni}$$

et donc pour déterminer les masses et les états de charginos il faut connaître M_1, M_2, m_μ et θ_v .

a) Les hypothèses simplificatrices

On introduit les hypothèses simplificatrices suivantes:

$$a) \cos 2\theta_v = 0$$

$$b) 3 M_1 \cos^2 \theta_w = 5 M_2 \sin^2 \theta_w$$

$$c) M_1, M_2 \text{ et } m_\mu \text{ sont réels}$$

La première hypothèse signifie que les valeurs moyennes des champs de higgsinos dans le vide sont égales.

La seconde hypothèse s'applique si M_1 et M_2 évoluent selon les équations du groupe de renormalisation à partir de $M_1 = M_2 = m_{3/2}$ à l'échelle de la grande unification M_X inférieure à la masse de Planck jusqu'à des énergies de l'ordre de 0(1TeV) où on a:

$$(1/g_x^2) m_{3/2} = (1/g^2) M_2 = (3/5g'^2) M_1$$

où g_x est le couplage de grande unification et g et g' sont les couplages ordinaires de $SU(2)_L$ et $U(1)$.

Avec ces hypothèses, Les paramètres inconnus restant sont au nombre de deux, par exemple M_2 et m_μ .

Compte tenu de l'hypothèse a) dans la matrice de masse des neutralinos, le higgsino ψ_{N4} ne se mélange pas avec les autres champs neutres ψ_{Ni} $i=1,2,3$ et l'état propre χ_4 reste un pur higgsino $\chi_4 = \psi_{N4}$ avec une masse m_{N4} de l'ordre de m_μ . alors que les autres états propres χ_i $i=1,2,3$ se déduisent de la diagonalisation de la sous matrice 3×3 restante. Les états sont ordonnés de manière à obtenir:

$$m_{N1} < m_{N2} < m_{N3} \quad \text{et} \quad m_{C1} < m_{C2}$$

Dans la référence (70) on trouve une table des éléments de matrice m_{N1} et m_{C1} nécessaire au calcul des sections efficaces à Héra. Les auteurs ont choisis de faire varier les masses de charginos et neutralinos au lieu des paramètres M_2 et m_μ . Cette table contient les valeurs de ces paramètres pour chaque solution.

On peut remarquer les faits suivants:

- i) Pour une valeur de m_{N1} , masse du neutralino le plus léger, m_{C1} , masse du chargino le plus léger, se trouve approximativement dans la région $m_{N1} < m_{C1} < (4m_{N1}^2 + m_W^2)^{1/2}$
- ii) L'état propre de plus basse masse χ_{N1} contient une composante de photino très grande
- iii) Le quasi photino χ_{N1} est pratiquement dans tous les cas plus léger que le pur higgsino χ_{N4} (sauf quand $m_{N1} = m_{C1}$ où $m_{N4} < m_{N1}$)

En effet dans la limite où $\sin^2 \theta_v = 0$, le photino ψ_{N1} ne se mélange pas aux autres états et les masses des neutralinos deviennent:

$$m_{N1} = M_1 \quad m_{N2} = m_{C1} \quad m_{N3} = m_{C2} \quad m_{N4} = m_\mu$$

et celle elle des charginos devient:

$$m_C = 1/2 (M_2 + m_\mu \text{ ou } ((M_2 - m_M)^2 + 4m_W^2)^{1/2}$$

avec $m_{C1} < m_{C2}$.

On obtient la relation approximative:

$$\begin{aligned} M_1 &= 5/3 (\tan^2 \theta_W) M_2 \\ &= M_2/2 \end{aligned}$$

Les états propres de neutralinos et charginos tendent à se modifier de la manière suivante:

$$\tilde{\chi}_{N1} \longrightarrow \tilde{B} = \cos \theta_W \tilde{\gamma} - \sin \theta_W \tilde{Z}$$

$$\tilde{\chi}_{N2} \longrightarrow \tilde{H} \text{ ou } \tilde{W}^3 = \sin \theta_W \tilde{\gamma} + \cos \theta_W \tilde{Z}$$

$$\tilde{\chi}_{N3} \longrightarrow \tilde{W}^3 \text{ ou } \tilde{H} = \frac{1}{\sqrt{2}} (\tilde{H}_1^0 - \tilde{H}_2^0)$$

$$\tilde{\chi}_{C1} \longrightarrow \tilde{H}_{1,2}^\pm \text{ ou } \tilde{W}^\pm$$

$$\tilde{\chi}_{C2} \longrightarrow \tilde{W}^\pm \text{ ou } \tilde{H}_{1,2}^\mp$$

b) Les sections efficaces

On peut écrire les termes d'interaction du lagrangien effectif faisant intervenir les interactions jaugino-fermion-sfermion:

$$\begin{aligned} L_{\text{eff}} = & -i (\eta_{uL}^C)_i \tilde{d}_L^* \tilde{\chi}_{Ci}^C U_L - i (\eta_{dL}^C)_i U_L^* \tilde{\chi}_{Ci}^C d_L \\ & -i (\eta_{fL}^N)_i \tilde{f}_L^* \tilde{\chi}_{\mu i}^N f_L - i (\eta_{f\mu}^N)_i \tilde{f}_R^* \tilde{\chi}_{\mu i}^N f_R + \text{h.c} \end{aligned}$$

avec les termes de couplages:

$$(\eta_{uL}^C)_i = \frac{e}{\sin \theta_W} (U_L)_{1i}$$

$$(\eta_{dL}^C)_i = \frac{e}{\sin \theta_w} (U_R^*)_{1i}$$

$$(\eta_{fL}^N)_i = \sqrt{2} e \left[Q_f (U_N)_{1i} + \frac{T3f - Q \sin^2 \theta_w}{\sin \theta_w \cos \theta_w} (U_N)_{2i} \right]$$

$$(\eta_{fR}^N)_i = \sqrt{2} e \left[Q_f (U_N^*)_{1i} - \tan \theta_w (U_N^*)_{2i} \right]$$

Il est alors possible d'en déduire les règles de Feynman. Les sections efficaces différentielles ont été calculées par Llewellyn-Smith et S.Jones (66) et reprise par Komatsu et Ruckl (70), ils obtiennent pour un électron incident et un quark avec la même hélicité $a = L$ ou R à partir du lagrangien effectif du paragraphe précédent:

$$\frac{d\sigma}{d\hat{t}} (e^-_a q_a \rightarrow \tilde{l}_a \tilde{q}_a) = \frac{1}{16\pi\hat{s}} \left| \sum_i \frac{(\eta_{1a})_i (\eta_{qa})_i}{\hat{t} - m_i^2} m_i \right|^2$$

et pour des hélicités opposées $a=L$ $b=R$ ou vice versa

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\hat{t}} (e^-_a q_b \rightarrow \tilde{l}_a \tilde{q}_b) &= \frac{1}{16\pi\hat{s}^2} \left| \sum_i \frac{(\eta_{1a})_i (\eta_{qb})_i}{\hat{t} - m_i^2} \right|^2 \times \\ &\times \left[-\hat{t}\hat{s} - (m_{\tilde{l}_a}^2 - \hat{t})(m_{\tilde{q}_b}^2 - \hat{t}) \right] \end{aligned}$$

$$\text{avec } \hat{s} = (P_e + P_q)^2 \quad \hat{t} = (P_e - P_{\tilde{e}})^2 \quad \hat{u} = (P_e - P_{\tilde{q}})^2$$

$$\text{avec } \hat{s} + \hat{t} + \hat{u} = m^2 + m_{\tilde{l}}^2 \quad \text{où } m_{\tilde{l}} \text{ et } m_{\tilde{q}} \text{ sont les masses des}$$

des sleptons et squarks.

P sont les quadrimoments des particules.

Les sections efficaces différentielles polarisées pour les processus

$$e^-_a \bar{q}_b \rightarrow \tilde{l}_a \tilde{\bar{q}}_b \quad e^+_a q_b \rightarrow \tilde{l}_a \tilde{q}_b \quad \text{et} \quad e^+_a \bar{q}_b \rightarrow \tilde{l}_a \tilde{\bar{q}}_b$$

sont obtenues à partir des sections efficaces différentielles

précédente en remplaçant:

$$(\eta_{fL})_i \rightarrow (\eta_{fR})_i^* \quad \text{pour } f_L \rightarrow \bar{f}_L$$

$$(\eta_{fR})_i \rightarrow (\eta_{fL})_i^* \quad \text{pour } f_R \rightarrow \bar{f}_R$$

c) Les masses des sleptons et squarks

Les masses des sleptons et des squarks dans le modèle de supergravité minimal sont données par les relations (ref. 70) issues des renormalisations assurant les brisures radiatives de $SU(2) \times U(1)$ (ref. 30 à 39):

$$m_{\tilde{\nu}}^2 = m_{\tilde{e}_L}^2 \sim M_{3/2}^2 + 0.23 M_1^2 + 0.73 M_2^2$$

$$m_{\tilde{e}_R}^2 \sim M_{3/2}^2 + 0.91 M_1^2$$

$$m_{\tilde{u}_L}^2 = m_{\tilde{d}_L}^2 \sim M_{3/2}^2 + 0.025 M_1^2 + 0.73 M_2^2 + 0.79 M_3^2$$

$$m_{\tilde{u}_R}^2 \sim M_{3/2}^2 + 0.4 M_1^2 + 0.79 M_3^2$$

$$m_{\tilde{d}_R}^2 \sim M_{3/2}^2 + 0.1 M_1^2 + 0.79 M_3^2$$

$$m_{\tilde{l}_L}^2 \sim M_{3/2}^2 + 0.5 M_{1/2}^2$$

$$m_{\tilde{l}_R}^2 \sim M_{3/2}^2 + 0.15 M_{1/2}^2$$

$$m_{\tilde{q}_L}^2 = m_{\tilde{q}_R}^2 \sim M_{3/2}^2 + 7 M_{1/2}^2$$

Liste des figures

Figure 1.	Le collisionneur HERA	41
Figure 2.	Anneau Petra comme injecteur	42
Figure 3.	Diagrammes de diffusions	45
Figure 4.	Fonctions de structure	47
Figure 5.	Production de saveurs lourdes	51
Figure 6.	Production de bosons W et Z	54
Figure 7.	Production de boson de Higgs	55
Figure 8.	Diagramme d'échange d'un nouveau boson Z' .	57
Figure 9.	Interactions de contact	59
Figure 10.	Production de leptoquarks dans la voie s.	60
Figure 11.	Production de leptoquarks dans la voie t.	61
Figure 12.	Section efficace totale de production de Leptoquarks	62
Figure 13.	Production de leptogluons	63
Figure 14.	Section efficace totale de production de leptogluon	64
Figure 15.	Le détecteur H1	66
Figure 16.	Le détecteurs H1	67
Figure 17.	Le détecteur central	68
Figure 18.	Le calorimètre à argon liquide	71
Figure 19.	Les cellules	73
Figure 20.	Schéma de principe d'une cellule	74
Figure 21.	Schéma de l'électronique	77
Figure 22.	Processus de pertes d'énergie	83
Figure 23.	Contributions à la résolution en énergie	83
Figure 24.	Sections efficaces des pertes d'énergie	102
Figure 25.	Rapports n/mip et e/h	103
Figure 26.	Résolutions totales en énergie	107
Figure 27.	Résolutions totales	108
Figure 28.	Schéma élémentaire d'une chambre d'ionisation.	110
Figure 29.	Variations de i et Q	112
Figure 30.	Trace d'ionisation.	112
Figure 31.	Variation de N	113
Figure 32.	Le courant et la charge totale recueillie	114
Figure 33.	Schéma du montage expérimental	118
Figure 34.	Evolution des configurations des prototypes de calorimètre	119
Figure 35.	Les cellules des calorimètres.	124
Figure 36.	La géométrie des plaques de lecture (R.O.B).	125
Figure 37.	Cellule du tail catcher de la première version.	126
Figure 38.	Système haute tension	127
Figure 39.	Les calorimètres hadroniques	128
Figure 40.	Le tail catcher à gaz de la seconde version.	130
Figure 41.	Géométrie des plaques de lecture	131
Figure 42.	L'électronique des calorimètres de tests.	133
Figure 43.	Le schéma de l'acquisition.	138
Figure 44.	Optique du faisceau du Cern dans le plan vertical.	139
Figure 45.	Piedestaux (en numero de canal ADC)	142
Figure 46.	Les pentes moyennes (en numero de canal ADC/pC)	143
Figure 47.	Identification d'une voie morte ou anormale.	145
Figure 48.	Les courbes hautes tensions.	147
Figure 49.	Sélections dans les chambres (en cm)	150
Figure 50.	Charge (pC) et énergie (GeV) totale pour des électrons de 117 GeV	151
Figure 51.	Pentes du signal du aux électrons	152
Figure 52.	Profil longitudinal pour des électrons de 50 GeV.	153
Figure 53.	Résolution pour les électrons	156

Figure 54. Diaphonie négative et correction de diaphonie	157
Figure 55. Schéma d'une cellule isolée et circuit électrique équivalent.	159
Figure 56. Schéma pour plusieurs cellules et circuit électrique équivalent.	160
Figure 57. Profil longitudinal pour des pions de 50 GeV.	168
Figure 58. Les distributions d'énergies sans pondération	172
Figure 59. Composantes de la gerbe hadronique	173
Figure 60. Energie totale en fonction de l'énergie maximum dans une voie	175
Figure 61. Distributions d'énergies après pondération au deuxième ordre	180
Figure 62. Distributions d'énergies après pondération au troisième ordre	181
Figure 63. Distributions d'énergies après pondération au quatrième ordre	182
Figure 64. Distributions d'énergies après pondération au cinquième ordre	183
Figure 65. Distributions d'énergies après pondération au second ordre	184
Figure 66. Rapport e/π à 50 GeV avant et après pondération	187
Figure 67. Evolution de la résolution avec l'ordre de la pondération	189
Figure 68. Evolution du rapport e/π avec l'ordre de la pondération	190
Figure 69. Les résolutions en fonction de l'énergie incidente	191
Figure 70. Energie totale pondérée au deuxième ordre en fonction de	194
Figure 71. Energie totale pondérée au troisième ordre	195
Figure 72. Distributions d'énergies sans pondération et avec pondération	200
Figure 73. Distributions d'énergies avec pondération au troisième ordre	201
Figure 74. Résolutions en fonction de l'énergie incidente	204
Figure 75. Résolutions en fonction de l'énergie incidente	205
Figure 76. Evolution du rapport e/π en fonction de l'énergie incidente	208
Figure 77. Modèle grossier de développement de la gerbe hadronique	211
Figure 78. Les fonctions de calibration à 40 GeV.	214
Figure 79. Résolution après pondération exponentielle	217
Figure 80. Charge totale moyenne	219
Figure 81. Fonctions $E(Q)$	219
Figure 82. Distribution de charges à 40 GeV	225
Figure 83. Distributions du paramètre ξ	229
Figure 84. Le facteur de réjection en fonction de l'efficacité aux électrons.	231
Figure 85. Distribution du paramètre ξ à 25 GeV	234
Figure 86. Facteur de réjection en fonction de l'efficacité aux électrons	235
Figure 87. Distributions de squarks et gluinos dans le proton	239
Figure 88. Diagrammes de QCD supersymétrique	242
Figure 89. Processus de bremsstrahlung supersymétrique	244
Figure 90. Production directe de sleptons et de squarks	246
Figure 91. Sections efficaces totales	248
Figure 92. E_t manquant en fonction de E_t des électrons	256
Figure 93. Masses cinématiques reconstruites	259
Figure 94. Masses moyennes cinématiques reconstruites (en GeV)	261
Figure 95. Masses moyennes cinématiques reconstruites (en GeV)	262
Figure 96. Evénements $b\bar{b}$ et $t\bar{t}$	265
Figure 97. Masses des squarks et gluinos en fonction de $M_{3/2}$	268
Figure 98. Evénements avec une masse de gluino de 50 GeV $^{3/2}$	270
Figure 99. Masses cinématiques reconstruites (en GeV)	271
Figure 100. Sections efficaces de production	277
Figure 101. Limites sur les paramètres de brisure	278
Figure 102. Domaine en $M_{1/2}$ et $M_{3/2}$ le plus favorable à HERA	280
Figure 103. Coefficients de pondération de la pondération Q^2	301
Figure 104. Coefficients de pondération de la pondération Q^2	302
Figure 105. Coefficients de pondération	305
Figure 106. Coefficients de pondération	306
Figure 107. Coefficients de pondération	308
Figure 108. Coefficients de pondération	309

Figure 109. Coefficients de pondération	310
Figure 110. Coefficients de la pondération exponentielle.	312
Figure 111. Composantes paires du vecteur X moyen.	314
Figure 112. Composantes impaires du vecteur X moyen.	315
Figure 113. Eléments diagonaux pairs de la matrice de covariance. .	316
Figure 114. Eléments diagonaux impaires de la matrice de covariance.	317
Figure 115. Règles de Feynman	323

XII- Les Références

- [1] liste non exhaustive des références concernant les théories de jauge et le modèle standard:

C.N. Yang et R.L. Mills, Phys.Rev. 96(1954)191.

H. Georgi, Lie groups in particle physics, Benjamin Reading Massachussets.

M. Gourdin, Basics of Lie groups, éditions Frontière (1982)

A Morel, Particle physics and gauge theories, Ecole d'été de Cargèse (1984) Particules et Cosmologie.

I.J.R Aitchinson et A.J.G Hey, Gauge theories in particle physics, Adam Hilger Bristol (1982).

C. Quigg, Gauge theories of strong, weak and electromagnetic interactions, Benjamin Cummings Reading Massachussets (1983).

F. Halzen et A.D Martin Quarks and Leptons, John Wiley (1983).

E. Leader et E. Predazzi, Gauge theories and the new physics, Cambridge University Press Cambridge (1982).

D. Bailin, Weak interactions, Adam Hilger, Bristol (1982)

G.G Ross, Grand unified theories (chapitre 1 à 4), the Benjamin Cummings Publishing Company, Oxford (1984).

1979 Lecture Nobel

S.L. Glashow, Rev. Mod. Phys. 52(1980)539

A. Salam, Rev. Mod. Phys. 52(1980)525

S. Weinberg, Rev. Mod. Phys. 52(1980)515

- [2] Quelques références sur les Tests expérimentaux du modèle standard (plus les références à l'intérieur).

P. Bagnaia et S.D. Ellis, Cern Collider Results and the standard model, Cern ep/88.62.

P. Jenni, Experimental review of W and Z production and decay at the Cern pp, collider Cern ep/87-226.

UA1 collaboration, Studies of intermediate Vector Boson production and Decay in UA1 at the Cern pp, collider Cern ep/88-168.

Proceedings of the International europsychics Conference on High Energy Physics, Uppsala (1987).

XXIV International Conference on High Energy Physics, Munich (1988).

- [3] Références générales sur les théories de grande unification plus les références à l'intérieur):

P. Langacker, Phys Rep 72(1981)185.

R. Slansky, Phys Rep 79(1981)1.

G.G. Ross, Grand unified theories (chapitre 5 à 8), the Benjamin Cummings Publishing Company, Oxford (1984).

- J.L. Rosner, Grand unified theories - an update, Preprint Enrico Fermi Institute 87-8.
- M. Bionta et al., Phys. Rev. Lett. 51(1983)27
- S.C. Seidel, Thèse University of Michigan (1987)
- The Kamiokande II Collaboration, Experimental Limits on Nucleon lifetime for Lepton + Meson Decay Mode, ICR report 184-99-1, KEK preprint 88-11-6, Kobe AP 89-01, OULNS 88-11, UPR -0113E.
- J.F. Glicenstein, Thèse DPHPE - CEA Saclay (1989, to be published)
- [4] T'hooft, Phys. Rev. Lett 37(1976)8,
Phys. Rev. D14(1976)3432.
- [5] H. Harari, Slac Summer Institute on particle Physics,
electroweak interactions - standard and beyond, Preprint Slac Pub
Pub 42-23 (1987).
- [6] E. Gildener, Gauge Symmetry Hierarchies, Phys. Rev. D14(1976)1667
M. Chen, C. Dionisi, M. Martinez et X. Tata, Signals
from non strongly interacting supersymmetric particles at LEP
energies, Cern ep/87-143 et Phys. Rep. 159(1988)201
J. Ellis in Superstrings and Supergravity, Davies and Sutherland,
Proceedings of the Twenty eighth Scottish Universities Summer
School in Physics (1985).
- [7] Références introductives aux théories de supercordes (liste
non exhaustive):
Ecole d'été de Gif sur Yvette (1987).
J.H. Schwarz, Phys. Rep. 89(9182)223.
J.H. Schwarz in Superstrings and Supergravity Davies and
Sutherland, Proceedings of the Twenty eighth Scottish Universities
Summer School in Physics.
Workshop on Unified Strings Theories, edited by M. Green and
D. Gross (1985) World Scientific, Institute for Theoretical
Physics, University of California, Santa Barbara
M. Green, Superstrings and the unification of the force and
particles, 1985 International Symposium on Lepton and Photon
interactions at high energies, Kyoto.
M. Peskin, Superstrings spectroscopy, Preprint Slac Pub 4168(1986)
M.J. Duff, Supergravity, Kaluza Klein and Superstrings, Preprint
Cern TH/4568(1986).
M. Green et J.H. Schwarz, Phys. Lett 149B(1984)117.
et Phys. Lett 151B(1985)21.
D.J. Gross, J.A. Harvey, E.Martinec et R.Rohm, the free heterotic
string, Phys Lett 154B(1985)502 et Nucl. Phys. B267(1985)253, the
interacting heterotic string, Nucl. Phys. B267(1985)75.

E. Witten, Dimensional Reduction of superstrings Models, Phys. Lett 155B(1985)151.

[8] Généralités sur la supersymétrie et la supergravité.

P. Fayet et S. Ferrara, Supersymmetry, Phys. Rep. 32(1977)249.

M.F.Sohnius, Introducing Supersymmetry, Phys. Rep. 128(1985)39.

H.P. Nilles, Supersymmetry, Supergravity and particles physics, Phys. Rep. 110(1984)1.

H.E. Haber et G.L. Kane, The search for Supersymmetry probing physics beyond the standard model, Phys. Rep. 117(1985)75

G.G. Ross, Grand Unified Theories, (chapitre 9 à 11), The Benjamin Cummings Publishing Company, Oxford (1984).

Superstrings and Supergravity, Davies and Sutherland, Proceedings of the Twenty Eighth Scottish Universities Summer School in Physics (1985).

S.J Gates, M.T. Grisaru, M. Rocek et W. Siegel, Superspace or one thousand and one lesson in Supersymmetry, The Benjamin Cummings Company Inc.(1983).

P. van Nieuwenhuizen, Supergravity, Phys. Rep. 68(1981)189.

A.B. Lahanas et D.V. Nanopoulos, The road to no-scale Supergravity, Phys. Rep. 145(1987)1.

[9] J. Wess et B. Zumino, Supergauge transformation in four dimensions Nucl. Phys. B70(1974)39.

[10] J. Wess et B Zumino, A lagrangien model invariant under supergauge transformations, Phys. Lett. 49B(1974)52.

[11] J. Wess et B. Zumino, Supergauge invariant extension of Quantum Electrodynamics, Nucl. Phys. B78(1974)1.

[12] S. Ferrara et B. Zumino, Supergauge invariant Yang-Mills theories, Nucl. Phys. B79(1974)413.

[13] A. Salam et Statthdee, Phys. Rev. D11(1975)521.

[14] P. Fayet et J. Iliopoulos, Spontaneously broken supergauge symmetries and Goldstone spinors, Phys. Lett. 51B(1974)461.

[15] P. Fayet, Spontaneously broken supersymmetric theories of weak, electromagnetic and strong interactions, Phys. Lett 69B(1977)489.

P. Fayet, Nucl. Phys. B90(1975)105

A. Salam et J. Strathdee, Nucl. Phys. B87(1975)85

G.R. Farrar et S. Weinberg, Phys. Rev. D27(1983)2732

G.R. Farrar et P. Fayet, Phys. Lett 76B(1978)575

[16] L. O'Rai feartaigh, Spontaneously breakdown of internal symmetry in internal symmetry x supersymmetry, Phys. Lett. 56B(1975)41.

- [17] L. O'Raiheartaigh, Spontaneous symmetry breaking for chiral scalar superfield, Nucl. Phys. B96(1975)331.
- [18] A.B. Lahanas et T.R. Taylor, Low energy softly broken Supersymmetry, Phys. Lett. 114B(1982)132 (plus les références à l'intérieur).
S. Weinberg, Phys. Rev. D26(1982) 187
C.J. Hall et I. Hinchliffe, Phys. Lett. B112(1982)351
- [19] L. Girardello et M.T. Grisaru, Soft Breaking of Supersymmetry, Nucl. Phys. B194(1982)65.
- [20] Supersymmetry Confronting experiment, Phys. Rep. 105(1984)91.
- [21] S. Weinberg, Gravitation and cosmology, Wiley (1972).
- [22] Misner, Thorne, Wheeler, Gravitation, W.H. Freeman Company (1973).
- [23] P. Fayet Mixing between gravitationnal and weak interactions through the massive gravitino, Phys. Lett. 70B(1977)461.
- [24] S. Ferrara et P. van Nieuwenhuizen, Tensor calculus for Supergravity, Phys Lett 76B(1978)404.
- [25] K.S. Stelle et P.C. West, Tensor Calculus for the vector multiplet coupled to supergravity, Phys. Lett. 77b(1978)376.
- [26] E. Cremmer, B. Julia, J. Scherk, S. Ferrara, L. Girardello, et P. van Nieuwenhuizen, Spontaneous symmetry breaking and higgs effect in supergravity without cosmological constant, Nucl. Phys. B147(1979)105,
et Superhiggs effect in supergravity with general scalar interactions, Phys. Lett. 79B(1978)231.
- [27] S. Ferrara, F. Gliozzi, J.Scherk et P. van Nieuwenhuizen, Matter couplings in Supergravity Theory, Nucl. Phys. B117(1976) 333.
- [28] R. Barbieri, S. Ferrara et C.A. Savoy, Gauge Models with broken local supersymmetry, Phys. Lett. 119B(1982)343.
A.H. Chamseddine, R. Arnowitt et P. Nath, Phys. Rev. Lett. 49(1982)970
- [29] E. Cremmer, S. Ferrara, L. Girardello et A. van Proeyen, Coupling Supersymmetric Yang-Mills theories to Supergravity, Phys. Lett. 116B(1982)231
- [30] E.C. Kounas, A.B. Lahanas et D.V. Nanopoulos et M. Quiros, Supergravity induced radiative $SU(2) \times U(1)$ breaking with light top quark and stable minimum, Phys. Lett. 132B(1983)95 et Low energy behavior realistic in locally Supersymmetric Grand unified Theories, Nucl. Phys. B236(1984)438.

- [31] H.P Nilles, M. Srednicki et D. Wyler, Weak interaction breakdown induced by Supergravity, Phys. Lett. 120B(1983)346.
- [32] A.B. Lahanas Light singlet, Gauge hierarchy and Supergravity, Phys. Lett. 124B(1983)341.
- [33] H.P Nilles, M. Srednicki et D. Wyler, Constraints on the stability of mass hierarchies in supergravity, Phys. Lett. 124B(1983)337.
- [34] Inoue et al., Aspects of Grand Unified Models with Softly broken Supersymmetry, Prog. Theor. Phys. Vol 68 (1982)927.
- [35] Inoue et al. Weak Symetry breaking in locally Supersymmetric grand unified theory, Prog. Theor. phys. Vol 71(1984)348.
- [36] C.A. Savoy, Nucl. Phys. B237(1984)307.
- [37] L.E Ibanez, C. Lopez et C. Munoz, The low energy Supersymmetric spectrum according to N=1 Supergravity Guts, Nucl. Phys. B256(1985)218.
- [38] A. Bouquet, J. Kaplan et C.A. Savoy, Low energy constraints on Supergravity parameters, Nucl. Phys. B262(1985)299.
- [39] J.P. Derendinger et C.A. Savoy, Quantum effects and $SU(2) \times U(1)$ breaking in Supergravity gauge theories, Nucl. Phys. B237(1984)307.
- [40] Proceedings of the Workshop " Physics at Hera ", edité par R.D. Peccei Desy Hambourg (1987).
- [41] Technical Progress Report H1 collaboration (1987).
- [42] Technical Proposal for the H1 Detector (1986).
- [43] C.W. Fabjan, Calorimetry in high energy physics Cern ep/85-54.
- [44] R. Wigmans, Energy loss of particles in dense matter, Calorimetry, Lectures notes ICFA School on Instrumentation in elementary particle physics Trieste (1987), NIKHEF H/87-12.
- [45] U. Amaldi, Fluctuations in calorimetry measurements, Phys. Script. 163(1981)409.
- [46] R. Wigmans, On the the energy resolution of Uranium and other Hadron calorimeters Nucl. Instr. and Meth. A259(1987)389.
- [47] E. Bernardi, On the optimization of the energy resolution of hadron calorimeters, Dissertation Universitat Hamburg (1987).

- [48] R.F Bock et al., Nucl. Instr. and Meth. 80(1981)933.
- [49] J. Engler et al., Nucl. Instr. and Meth. 120(1974)157
- [50] W.J. Willis et V. Radeka, Nucl. Instr. and Meth. 120(1974)221
- [51] L.S. Miller et al. Phys. Rev. 166(1968)871
- [52] J.H. Marshall, The Review of scientific instruments 25(1954)232
D.F. Anderson et D.C. Lamb, Nucl. Instr. and Meth. A265(1988)440
W. Hoffmann et al., Nucl. Instr. and Meth. 135(1976)151
M. Miyajima et al., Phys. Rev. A9(1974)1438
- [53] W. Braunschweig et al., Nucl. Instr. and Meth. A265(1986)419
- [54] W. Braunschweig et al., DESY preprint 87-172 submitted to Nucl. Instr. and Meth. et
W. Braunschweig et al., DESY preprint 88-172 submitted to Nucl. Instr. and Meth.
- [55] W. Braunschweig et al. Results from a Test of a Pb-Fe Liquid Argon calorimeter (à paraître dans Nucl. instr. and Meth. 1989)
- [56] J.P. Dishaw, Slac Report-216 (1979)
- [57] CDHS collaboration, Nucl. Instr. and Meth. A180(1981)429
- [58] Babaev et al., Nucl. Instr. and Meth. 160(1979)427
- [59] Engelmann et al. Nucl. Instr. and Meth. 216(1983)45
- [60] Langer et al., H1-note 87-60
- [61] H.U. Martyn, H1-note 04/85-16
- [62] H.U. Martyn, H1-note 02/86-44
- [63] C.Kounas et D.A Ross, Short distance structure of hadrons in supersymmetric QCD, Nucl. Phys. B214(1983)317.
- [64] I. Antoniadis, C. Kounas et R. Lacaze, Light gluinos in deep inelastic scattering, Nucl. Phys. B211(1983)216.
- [65] L.Marleau, Supersymmetric effects in polarized ep scattering, Phys. Rev. D32(1985)2928 et Phys. Rev. D34(1986)737
- [66] S.K. Jones et C.M. Llewellyn-Smith, Leptoproduction of supersymmetric particles, Nucl. Phys. B217(1983)145
- [67] R.J. Feynmann, Photon Hadrons Interactions
Benjamin, Reading, MA 1972
J.D. Bjorken, Phys. Rev. D20(1979)1547
M. Virchaux, Thèse, Université Paris VII, 1988
G. Altarelli et G. Martinelli, Phys. Lett. 76B(1978)89

- [68] M. Dress et K. Grassie, Z. Phys. C28(1985)451.
- [69] M. Davier, Proceeding of the XXIII International Conference on High Energy Physics, Berkeley, 1986, ed. S.C. Loken (World Scientific Publ. Co. Singapore, 1987)
- [70] H. Komatsu et R. Ruckl, Gaugino-Higgssino mixing and slepton squark production in ep collisions, DESY preprint 87-88, submitted to Nucl. Phys.
et J. Bartels et W. Hollik, Selectron and squark production in ep collision at Hera, Z. Phys. C39(1988)433.
- [71] D. Bartl, H. Fraas et W. Majoretto, Production and decay of selectron and squarks in ep collisions, Preprint HEPHY-PUB 503/87 et Signatures for sneutrinos and squarks production in ep collisions, Z. Phys. C41(1988) 475.
- [72] F. Delduc, H. Navelet, R. Peschanski et C.A. Savoy, Phys. Lett. 155B(1985)173.
- [73] R. Peschanski, preprint SphT / 86-003 Saclay et Proceedings of the 3rd CSIC Workshop on Susy and Grand unification from Strings to collider phenomenology, Madrid (1985).
- [74] E. Bantegnie et M.B Lepetit, La supergravité : Mythe ou Réalité ? Diplome de fin d'étude à l'école Polytechnique (1985) non publié.
- [75] R.J Cashmore et al., Phys. Rep. 122(1985)275.
- [76] L. Stanco, in Proceedings of the Héra Worshop (1987) edited by R.D. Peccei (Hambourg 1987).
- [77] G. Ingelmann, Lepto 5.2 DESY (in preparation), the Lund Monte Carlo For deep inelastic lepton nucleon scattering.
- [78] T. Sjostrand et M. Bergson, Jetset6.3, Preprint LU TP85-10 et LU TP86-10.
- [79] G. Ingelmann et G. Schuler, Heavy Flavour Generator in the Lund context (in preparation).
- [80] K.H. Mattig, G. Grindhammer et L.Stanco et G. d'Agostini et al. (Internal report 854(1985) Univ. di Roma, La Sapienza) pour le générateur d'évènements supersymétriques.
- [81] J. Ellis, K.A. Olive, S. Sarkar et D.W. Sciama, Low mass photino and Supernova 1987a, RAL preprint 88-082.
- [82] J.A. Grifols, E. Masso et S. Peris, photinos from gravitationnal collapse, UAB preprint FT 191/88.
- [83] P. Nath et R. Arnowitt, Limits on photino and squark masses from proton lifetime in Supergravity and Superstring models, preprint NUB 2940 et CTP-TAMU - 73/87.

[84] CDF collaboration, preliminary result reported by J. Freeman at the Workshop on pp Collider Physics, FNAL (June 1988).

Manuscrit reçu le 16 août 1989

ISSN 0429 - 3460

La diffusion des rapports et bibliographies du Commissariat à l'Energie Atomique est assurée par le Service de Documentation, CEN-Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette Cédex, (France)

Reports and bibliographies of the Commissariat à l'Energie Atomique are available from the Service de Documentation, CEN-Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette Cédex, (France)

Edité par

le Service de Documentation

Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay

91191 GIF-sur-YVETTE Cédex (France)