

Departement Natuurkunde
Faculteit van de Wetenschappen
Vrije Universiteit Brussel

**Studie van de ρ -afhankelijkheid
bij de factorisatie van de diffractieve
diep-inelastische werkzame doorsnede
in een flux-factor en een diffractieve
structuurfunctie, aan de hand van
gebeurtenissen waargenomen in het
H1 experiment.**

Patrick Van Esch
Promotor: dr. R. Roosen

december 1997

*Proefwerk ingediend met het oog
op het behalen van de Wettelijke
Graad van Doctor in de Wetenschappen*

Leden van de Jury:

Prof. Van Rensbergen (Voorzitter)
Prof. Van Craen (Secretaris)
Dr. Roosen (promotor)
Prof. Lemonne
Prof. Sevrin
Prof. Barel (TW)
Prof. Marage (ULB)
Prof. De Wolf (UIA)
Dr. Knies (DESY)

Studie van de p_T -afhankelijkheid bij de factorisatie van de diffractieve
diep in-elastische werkzame doorsnede in een flux-factor en een
diffractieve structuurfunctie, aan de hand van gebeurtenissen
waargenomen in het H1 experiment.

Patrick Van Esch

24 februari 1998

Samenvatting

An analysis is presented of the semi-inclusive cross section $ep \rightarrow eXY$ with the H1 detector at HERA. The data are decomposed into intervals of Q^2 , β , x_P and the transverse momentum p_T^{thrust} , which is obtained from a thrust analysis of the hadronic final state. In fits to the x_P dependence of the data at fixed Q^2 , β and p_T^{thrust} of the form x_P^{-n} , the previously reported dependence of n on β is found to vary with p_T^{thrust} ; no dependence with Q^2 is observed within the limits of the present sensitivity. The $n(\beta)$ and $n(p_T^{\text{thrust}})$ dependences are understood in terms of the interplay between pomeron and reggeon exchanges and of the partonic substructure of each.

Voorwoord

Dit proefschrift handelt over een onderwerp uit de experimentele deeltjes-fysica in het kader van het H1 experiment, een van de twee grote experimentele collaboraties bij HERA, de super-geleidende proton-elektron botser van het Duitse instituut DESY, te Hamburg. De HERA versneller is de eerste elektron-proton botser ter wereld en liet toe de massa-middelpunt energie van lepton-hadron botsingen (die voorheen enkel bestudeerd waren in vaste-doel experimenten) met een tweetal grootte-orde uit te breiden.

Beide experimenten die gebruik maakten van HERA hadden in 1993 een groot aantal aan gebeurtenissen met grote *rapidity gap* — dat zijn gebeurtenissen waarbij in de eind-toestand geen deeltjes in een hoek in de voorwaartse richting worden waargenomen — gedetecteerd. Deze gebeurtenissen werden geïnterpreteerd als voornamelijk bestaande uit *diffractieve gebeurtenissen*. Het interessantste deel van de fase-ruimte van de gebeurtenissen met een grote *rapidity gap* bevindt zich bij zeer lage x_P omdat een analyse op basis van ideeën uit de Regge theorie aantoonde dat in dat gebied de uitwisseling van een *pomeron* ten opzichte van andere trajecten dominant zijn.

Om het verstrooide proton in foton-dissociatieve diffractieve gebeurtenissen waar te nemen werd een voorwaartse proton spectrometer gebouwd. Aan dat project hebben we een bijdrage geleverd door de simulatie van de eerste twee sub-detectors van die spectrometer in de H1 programmeer-omgeving te implementeren. De eerste twee meet-stations lieten echter niet toe in het lage- x_P domein waarnemingen te verrichten.

Een analyse van de inclusieve werkzame doorsnede van de diffractieve gebeurtenissen in functie van Q^2 , x_P en β toonde een factorisatie aan van deze werkzame doorsnede in een *pomeron flux factor* en een factor die kon geïnterpreteerd worden als een structuurfunctie. Dat wees erop dat de diffractieve gebeurtenissen konden geïnterpreteerd worden als diep-inelastische verstrooiing aan een object met een partonische inhoud. Een interessante vraag stelde zich op dat ogenblik: Was het mogelijk om een meer gedetailleerde analyse van de eind-toestand van deze gebeurtenissen door te voeren en hiervoor extra argumenten (of tegen-argumenten) te vinden? Het is immers zo dat de studie in functie van Q^2 , x_P en β de hadronische eind-toestand op inclusieve wijze behandelt. We hebben getracht het antwoord te vinden door op de hadronische eindtoestand een thrust-analyse toe te passen en hieruit een grootte p_T af te leiden die gecorreleerd is met de transversale impuls gegenereerd in een mogelijk partonisch proces dat zich afspeelt. Het antwoord op de vraag luidt dat we inderdaad de reeds vooropgestelde partonische interpretatie kunnen bevestigen indien we ervan uitgaan dat gebeurtenissen met grote *rapidity gap* een gevolg zijn van het samenspel van de uitwisselingen van een pomeron traject en een sub-dominant Regge traject. Deze veronderstelling was reeds nodig om afwijkingen in de inclusieve factorisatie in functie van β te verklaren.

De studie van partonische processen in het kader van diffractieve fenomenologie zoals in dit proefschrift gepresenteerd kan bijdragen tot een beter begrip van diffractie in het kader van perturbatieve velden-theorie (QCD).

Het proefschrift bestaat uit vier hoofdstukken. De onderwerpen behandeld in de vier hoofdstukken zijn de volgende:

Hoofdstuk 1: Inleidende begrippen: Hier wordt een overzicht gegeven van de theoretische begrippen en relevante experimentele resultaten die de analyse van de diffractieve diep-inelastische gebeurtenissen omkaderen. Achtereenvolgens worden een overzicht van het Standaard Model, een bespreking van Regge theorie en de partonische interpretatie van (diffractieve) structuurfuncties behandeld. De experimentele waarneming van *rapidity gap* gebeurtenissen evenals de meting van de proton structuurfunctie en de diffractieve structuurfunctie wordt besproken. De bedoeling van de analyse wordt toegelicht. De betekenis van de grootte die centraal staat in onze analyse, namelijk de transversale impuls zoals berekend met een thrust analyse p_T , wordt uitvoerig besproken. Tenslotte wordt het RAPGAP Monte Carlo model beschreven.

Hoofdstuk 2: De experimentele opstelling: In dit hoofdstuk worden de belangrijkste componenten van de experimentele opstelling van de H1-detector besproken. We leggen de nadruk op de componenten die een

rol spelen in onze analyse: de calorimetrie, de centrale en de voorwaartse sporen-kamers en de voorwaartse muon-detector.

Hoofdstuk 3: De voorwaartse spectrometer: Onze bijdrage tot de integratie van de voorwaartse proton spectrometer in de H1 software-omgeving wordt besproken. Een fysische beschrijving van de detector-stations wordt gegeven. Vervolgens worden de fysische ideeën op dewelke de simulatie van die fysische detector is gebaseerd besproken. Tenslotte wordt aan de hand van enkele resultaten, bekomen met de simulatie, de effecten van de ingebouwde fysische processen op de werking van de detector aangetoond.

Hoofdstuk 4: Analyse van de experimentele gegevens: Een gedetailleerde beschrijving van de extractie van de afhankelijkheid van de effectieve Regge-intercept in functie van de grootheid p_T wordt gevolgd door een vergelijking met de voorspellingen van het RAPGAP Monte Carlo model.

Bedankingen

Het feit dat dit proefschrift uiteindelijk het daglicht heeft gezien is het gevolg van de inspanningen van verschillende mensen, vrij veel mensen eigenlijk, en het is goed mogelijk dat ik hier sommigen vergeet te noemen - waarvoor oprechte excuses.

In de eerste plaats is dit werk te danken aan mezelf. Maar helemaal alleen was er niet veel van terecht gekomen natuurlijk. Zonder het wijze oordeel van Prof. Lemonne, dienst-hoofd van het Interuniversitair Instituut voor Hoge Energieën (IIHE) om mij te aanvaarden in zijn dienst als doctorandus was het natuurlijk niet gelukt. Zonder mijn promotor, Dr. Roosen, was er niet veel van in huis gekomen. Ik ben trouwens Robert voor meerdere dingen dank verschuldigd: naast een toegewijde begeleiding — vaak tot in de kleine uurtjes — met veel geduld en goeie raad heeft hij ook menigmaal gepoogd mij in te wijden in de kennis der lekkere wijntjes en in het opzoeken van culinaire oases in de Teutoonse Vlakten. Op dat laatste punt onderging hij echter serieuze concurrentie van Dr. Evrard, mijn bureau-genoot sinds den beginne, goede vriend en bron van al dan niet wijze raad op elk ogenblik van de dag. Erik wist niet alleen hoe je Fast Intelligent Controllers in systeem mode kon zetten door de stack te mishandelen, zijn enthousiasme en aangenaam gezelschap maakten het overleven van de dag aan 3 bits per seconde een kinderspel.

Ook de andere mensen in de FH1T-Brussels ploeg ben ik immense dank verschuldigd. In de eerste plaats Prof. Marage. Pierre heeft mij ingeleid in de paleo-informatica en was een onuitputtelijke bron van klare en onbegrijpelijke stukjes natuurkunde uit de deeltjes-fysica van weleer, iets wat onontbeerlijk is gebleken bij het trachten te doorgronden van de grondbeginselen van Regge theorie. Samen met Robert heeft Pierre ook enorme inspanningen geleverd om te trachten mijn pennevruchten in goede banen te leiden, waarvoor ik beiden heel dankbaar ben.

Dr. Panitch was een grote hulp bij de oplossing van allerlei problemen, gaande van het linken van PAW scripts met object-code tot het bediscussiëren van hogere-orde correcties in QCD. Maar ook de anderen in de Brusselse H1-ploeg hebben elk op hun manier bijgedragen tot het ontstaan van dit boekje: Ghislaine met haar nauwgezette boekhouding, Marie met haar onvergetelijke zwarte grappen, Laurent met zijn humor, Barbara, door het met mij uit te houden in hetzelfde bureau, Denis met zijn wereldbeschouwingen,... Hierbij wil ik vooral de mensen van Antwerpen niet vergeten. Pierre Van Mechelen heeft me serieus geholpen door mij een gebeurtenissen-selectie door te spelen die me anders nog een paar maand werk had gekost. Samen met Frank Botterweck heeft hij me ook heel wat computertruuks geleerd die vele uren werk hebben bespaard. Het was altijd een aangename zaak met Prof. Dewolf het Hamburgse appartement te delen... vooral wanneer hij met een dikke sigaar in de mond urenlang sappige verhalen vertelde over zijn belevenissen in Zaïre.

Een essentiële bijdrage tot het ontstaan van dit werk is geleverd door Mevrouw Alluyn, secretaresse par excellence, en zonder wiens inspanningen ik nooit of te nimmer aan alle administratieve vereisten had voldaan om een tijdje mogen te vertoeven in het rijk der bezoldigde vorsers van het IIKW.

Een werk zoals hier gepresenteerd steunt sterk op computer-berekeningen. Maar de tegenwoordige computer-systemen zijn erg complex. Gelukkig beschikte het IIHE steeds over een uitgebreide en dynamische computer-ploeg onder leiding van Mevrouw Vandenbroeck en werden de noden van de doctorandi steeds binnen een oogwenk gerealiseerd.

De gezellige sfeer op het IIHE was ook te danken aan andere doctorandi die daar (soms) rondwaalden. Tom, Chantal en Peter zijn vaste vrienden geworden en ook Murielle, Pascal, Veronique, Ann, Ann, Ruru, Jacqueline, Tom, en anderen die ik hier vergeet op te noemen hebben de boel leuk gehouden.

Het H1 experiment was een internationale bedoening, en uiteraard was de samenwerking met anderen in die groep onontbeerlijk bij het tot stand komen van dit werk. Het onderwerp van mijn analyse is eigenlijk ingegeven door een idee van het Engelse Triumviraat: John Dainton, Andrew Mehta en Julian Phillips. Vele ideeën werden uitgewerkt door Dr. Gerhard Knies, met wie de samenwerking altijd heel leerrijk is gebleken. Zijn vriendelijke bereidheid steeds uitleg en hulp te geven maken dat Dr. Hannes Jung een significante bijdrage heeft geleverd tot het formuleren van het besluit van deze analyse. De Franse ploeg, en dan denk ik toch wel in de eerste plaats aan Christophe Royon, was niet alleen steeds een haven waar beschutting kon worden gezocht bij nakende computercataclismen, maar was bovendien een trouwe bondgenoot bij de culinaire uitwassen die de

soms eentonige dagen dienden bij te kleuren.

Het hoofdstukje over de Romeinse Potjes is zo goed als volledig te danken aan de hulp-bereidheid, intelligentie en kennis ter zake van Benno List, die me ingewijd heeft in de geheimen van GEANT, de FPS als zijn broekzak kende en steeds daar was om op mijn dwaze vragen een vriendelijk antwoord te bedenken. Ik ben ook Prof. Bartels dankbaar voor de gastvrijheid waarmee hij me heeft ontvangen in zijn FPS-ploeg evenals de mensen van het IFH te Zeuthen die ons begeleid hebben op onze eerste stapjes in de wereld van de scintillerende vezel. Onvergetelijke discussies met Zaäli Garuchava hebben mijn inzichten op vele vlakken, gaande van geometrische intuïtie gebaseerd op schaalmodellen van sigarettendoosjes tot aspecten van verkeersveiligheid en Oosterse linguïstiek, sterk verruimd.

Wat de redactie van de tekst betreft ben ik de Heer De Cafmeyer heel wat verschuldigd: hoe onleesbaar mijn proza ook moge wezen, het is π^2 keer beter dan het zou geweest zijn zonder zijn correctie-werk.

Tenslotte ben ik Markus Vanden Bossche heel veel dank verschuldigd voor zijn geduld. Zonder de soepelheid van zijnentwege was dit boekje er niet. Hij heeft er eveneens voor gezorgd dat ik een interessant onderwerp had om een bijstelling over te schrijven. Bij dat werk heb ik ook heel veel hulp ontvangen van Dr. Yves Rolain, waarvoor oprechte dank.

Inhoudsopgave

Voorwoord	1
Bedankingen	3
1 Inleidende begrippen.	9
1.1 Kader	9
1.2 Overzicht van het Standaard Model	9
1.2.1 De vrije Lagrangiaan van het Standaard Model	9
1.2.2 De electro-zwakke sector van het Standaard Model	10
1.2.3 Quantum Chromo Dynamica, de hadronische sector van het Standaard Model	10
1.3 De theorie van Regge trajecten	11
1.3.1 Potentiaal verstrooiing in het niet-relativistisch geval	11
1.3.2 Regge theorie toegepast op elementaire deeltjes reacties	12
1.3.3 Het Pomeranchuk traject	15
1.3.4 Het Pomeron in QCD	16
1.4 'Rapidity' intervallen en diffractieve eind-toestanden	16
1.4.1 'Rapidity' intervallen	16
1.4.2 Kinematica	17
1.4.3 Experimentele definitie van diffractie	20
1.5 structuurfuncties van het Pomeron	20
1.5.1 Structuurfuncties van het proton	20
1.5.2 Partonische interpretatie van de proton structuurfunctie	21
1.5.3 Diffractieve structuurfuncties	22
1.5.4 Parton interpretatie van de diffractieve structuurfunctie	24
1.6 Motivering van onze analyse	28
1.7 Thrust en p_T	29
1.7.1 Thrust	29
1.7.2 p_T in het kader van een interactie foton — pomeron	30
1.8 RAPGAP	34
1.8.1 Inleiding	34
1.8.2 Kinematica	34
1.8.3 Basis-formule voor de partonische werkzame doorsnede	34
1.8.4 Monte Carlo generatie	35
1.8.5 Toevoegen van niet-dominante trajecten	36
1.8.6 Gevolgen van sub-dominante trajecten voor factorisatie in p_T	36
2 De experimentele opstelling.	37
2.1 Inleiding	37
2.2 HERA	37
2.2.1 De HERA versneller	37
2.2.2 Voor-versnellers	38
2.3 Overzicht van de H1 detector	38
2.4 Sporen-kamers	40
2.4.1 Drift-kamers	40
2.4.2 Proportionele draden-kamers	43
2.4.3 Voorwaartse sporen-kamers	43
2.4.4 Centrale sporen-kamers	43
2.4.5 BPC - de achterwaartse proportionele draden-kamer	47

2.5	Calorimetrie	47
2.5.1	Vloeibaar argon calorimetrie.	48
2.5.2	BEMC	49
2.5.3	PLUG	50
2.5.4	Geïnstrumenteerd juk.	50
2.6	Voorwaartse muon-detector.	52
2.6.1	Inleiding	52
2.6.2	Beschrijving van de muon-detector	52
2.6.3	Sporen-reconstructie in de voorwaartse muon-detector.	53
2.6.4	Gebruik van de voorwaartse muon-detector als veto voor sterk voorwaarts gaande deeltjes in de bundel-pijp.	53
2.7	Lumi, ToF.	53
2.7.1	Luminositeitsmeter (LUMI).	53
2.7.2	ToF	55
2.7.3	VETO	56
2.8	Trigger en uitlezing.	56
3	De voorwaartse proton spectrometer.	57
3.1	Inleiding.	57
3.2	Fysische beschrijving van de FPS detector.	58
3.2.1	Structuur van de bundel-optica in de voorwaartse richting.	58
3.2.2	Mechanische constructie: 'Roman Pot'.	59
3.2.3	De structuur van een FPS detector.	59
3.2.4	De opto-electronica van de FPS detector.	61
3.3	De computer-simulatie van detectoren van ioniserende straling.	61
3.3.1	GEANT geometrie.	63
3.3.2	GEANT opvolging van deeltjes sporen	63
3.3.3	Wat gebeurt er op een <i>stop-punt</i> ?	63
3.3.4	Fysische processen.	64
3.3.5	Detector-simulatie.	65
3.4	Beschrijving van de implementatie van de FPS simulatie.	65
3.4.1	Geometrie.	65
3.4.2	De implementatie van de HIT stap.	67
3.4.3	De implementatie van de DIGI stap.	67
3.5	Resultaten van de simulatie.	68
3.5.1	De HIT stap.	68
3.5.2	De DIGI stap.	74
3.5.3	Besluit.	76
3.6	Vergelijking met de echte gegevens.	78
4	Analyse van de experimentele gegevens.	81
4.1	Overzicht van deze analyse.	81
4.1.1	Wat willen we meten ?	81
4.1.2	Hoe meten we dat ?	82
4.2	De selectie van gebeurtenissen	82
4.2.1	Trigger en registratie-selectie van diep-inelastische gebeurtenissen.	82
4.2.2	Selectie van het diffractieve staal gebeurtenissen	83
4.3	Kwaliteit van het Monte Carlo model.	85
4.4	Meting van de grootheden x_B en Q^2	86
4.4.1	De 'elektron' methode	86
4.4.2	Radiatieve correcties.	88
4.4.3	De 'Sigma' methode	92
4.4.4	Vergelijking van de Sigma methode met de elektron methode.	92
4.5	De experimentele reconstructie van de hadronische eind-toestand	97
4.5.1	De 'cluster' methode.	97
4.5.2	De 'CLIM' methode	99
4.6	Experimentele bepaling van de hadronische grootheden	100
4.6.1	De directe M_X bepaling	103
4.6.2	De M_X bepaling door gebruik te maken van het lepton	103

4.6.3	β en x_P	105
4.6.4	De bepaling van p_T uit de thrust-analyse.	105
4.7	Meting van de structuurfunctie $F_{2,p_T}^{D(3)}$	109
4.7.1	Resoluties van Q^2 , x_P , β en p_T	109
4.7.2	Keuze van de compartimentering.	109
4.7.3	Van aantal gebeurtenissen naar $F_{2,p_T}^{D(3)}$	111
4.7.4	De meet-resultaten.	114
4.8	Extractie van de effectieve intercept	115
4.8.1	Methode	115
4.8.2	Systematische fouten.	125
4.8.3	Uiteindelijke resultaten voor de intercept.	129
4.8.4	Statistische analyse van $\xi(p_T, \beta)$	132
4.8.5	Vergelijking met het Monte Carlo model RAPGAP.	133
4.8.6	Statistische vergelijking tussen de metingen en de voorspellingen van RAPGAP.	133
4.9	Besluit	136
4.10	Illustraties.	138
Besluit		151
A Niet-relativistische potentiaal-verstrooiing.		157
A.1	De Lippman — Schwinger vergelijking en transitie-operator	157
A.2	Sferisch symmetrische, lokale potentiaal	158
A.3	Verstrooiing van een vlakke golf aan een sferische potentiaal.	158
A.4	Het optisch theorema	159
A.5	Gebonden toestanden.	160
A.6	Resonanties	161
B De grootheid t.		162
C Thrust.		163
C.1	Thrust	163
C.2	DECO thrust	164
D Programma-structuur FPS simulatie.		166
D.1	Programma-structuur.	166
D.2	Gegevensbankbeschrijving.	196
D.2.1	JRHF bank.	196
D.2.2	JRHL bank.	196
D.2.3	JRDC bank.	197
D.2.4	JRDL bank.	197
E Alternatieve analyse.		199
F De pomeron-foton as.		201
G M_X via de elektron methode.		204
H Zuiverheid en migratie-factor van een cel.		205
I η_{\max} versus x.		207
J Schatting van systematische fouten met Monte Carlo.		208
K Varianten op RAPGAP.		210
K.1	De individuele partonische processen.	210
K.2	De 'elementaire' RAPGAP Monte Carlo modellen.	210
K.3	'Productie' RAPGAP Monte Carlo modellen.	210
L Herwegen van een Monte Carlo staal.		215
M Aantallen gebeurtenissen.		218

Hoofdstuk 1

Inleidende begrippen.

1.1 Kader

Sinds het midden van de jaren zeventig leek er 'rust en orde' te komen in de elementaire deeltjes fysica, dank zij het Standaard Model. De uitgebreide maar versnipperde kennis in dat vakgebied leek in zijn plooi te vallen: een relatief coherent beeld verbond de meeste snippers kennis betreffende de deeltjes-zoölogie die de laatste decennia was verzameld. Voor de eerste keer was er een theorie die *zowel de dynamica als de classificatie* van al die deeltjes pretendeerde te kunnen beschrijven. Enkel gravitatie werd buiten beschouwing gelaten. Het Standaard Model bevat twee luiken ([HM84]):

- De electro-zwakke sector, waarvan de theoretische basis door Weinberg, Glashow en Salam werd neergelegd in de jaren '60, en die de elektromagnetische en de zwakke wisselwerking unifieert.
- Quantum Chromo-dynamica (QCD), de theorie die de sterke interacties beschrijft, en dateert uit het begin van de jaren '70.

Het gevolg was dat het onderzoek in de hoge energie fysica zich tot enkele jaren geleden ging toespitsen op de verificatie van het Standaard Model en op pogingen om daarvan afwijkingen waar te nemen. Een aantal stok-paardjes in het onderzoek van de jaren '60 en '70 werden aldus een beetje uit het oog verloren. Een van deze stok-paardjes was het onderzoek naar sterke interacties. Hiervoor was een fenomenologisch kader gekreëerd — Regge theorie ([Col77]), kader dat heel wat experimentele successen had gekend en waarvan de verdere ontwikkeling in volle opgang was toen het Standaard Model opkwam. In Regge theorie worden onder andere ook diffractieve processen behandeld. In dit proefschrift zullen we een poging ondernemen inzicht te verwerven over het raakvlak tussen Regge theorie en QCD door middel van diep-inelastische positron-proton interacties waarin het uitgewisselde foton sterk virtueel is en waarin een rapidity interval aanwezig is (diffractieve gebeurtenis). We gaan dat doen door op zoek te gaan naar een 'harde schaal' in de eind-toestand van deze gebeurtenissen. Deze harde schaal zal door een p_T waarde die volgt uit een thrust-analyse van de eind-toestand vastgelegd worden.

In dit hoofdstuk wordt een beknopt overzicht gegeven van de theoretische begrippen die de analyse die zal volgen omkaderen. Dat houdt in: een overzicht van het Standaard Model, een bespreking van de Regge theorie en pogingen om QCD met de Regge theorie te verzoenen. We bespreken de relevante experimentele resultaten: de waarneming van de 'rapidity gap' gebeurtenissen en de metingen van de structuurfuncties (proton en pomeron). De partonische interpretatie van de structuurfuncties wordt aangegeven. Het doel van onze analyse wordt samen met de belangrijkste grootheid (p_T -thrust) uitvoerig besproken. Het Monte Carlo model dat in de analyse gebruikt wordt en dat gebaseerd is op de hierboven aangehaalde ideeën wordt uitvoerig beschreven.

1.2 Overzicht van het Standaard Model.

1.2.1 De vrije Lagrangiaan van het Standaard Model

In het Standaard Model beschouwt men 3 families van deeltjes. Alle deeltjes die in het vrije deel van de Lagrangiaan voorkomen ('materie') zijn Dirac fermionen. Een familie bestaat uit:

1. een geladen lepton (elektron, muon, of tau).
2. een neutraal lepton (neutrino)

3. 3 quarks (rood, blauw en groen) met lading $2/3$ (up, charm, top)
4. 3 quarks (rood, blauw en groen) met lading $-1/3$ (down, strange, bottom)

In het totaal gaat het hier dus om $3 \times (1 + 1 + 3 + 3) = 24$ Dirac velden (die elk 4 vrijheidsgraden hebben: 2 heliceiteiten en deeltje/anti-deeltje — op het geval van de neutrino's na, die op het ogenblik van dit schrijven geen bevestigde eindige massa hebben zodat slechts 2 van de 4 vrijheidsgraden behouden blijven in het Dirac veld).

1.2.2 De electro-zwakke sector van het Standaard Model

De electro-zwakke sector van het Standaard Model is gebaseerd op een Yang-Mills theorie met als groep $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. Dat is een 4-dimensionale Lie groep (3 parameters in $SU(2)$ en 1 parameter voor $U(1)$) die bijgevolg aanleiding zal geven tot 4 nieuwe vector-velden. Een spontane symmetrie-breking veroorzaakt door de invoering van een Higgs veld voert een transformatie door van deze 4 vector-velden, die dan te voorschijn komen onder de gedaante van 4 intermediaire vector-bosonen:

- het massa-loos foton.
- het massieve, elektrisch neutrale Z^0 .
- de twee geladen, massieve W^+ en W^- .

Verdere discussie van de electro-zwakke sector valt buiten het kader van dit werk.

1.2.3 Quantum Chromo Dynamica, de hadronische sector van het Standaard Model.

Quantum Chromo Dynamica, QCD, is een Yang-Mills theorie ([Mut87]) die gebaseerd is op de groep $SU_C(3)$. $SU(3)$ is een 8-dimensionale groep, en er zullen bijgevolg 8 nieuwe ijk-velden ingevoerd worden. De multipletten waarop de symmetrie werkt zijn de 3 kleuren van de quarks van dezelfde smaak, en dit voor elke van de 6 gekende smaken (up, down, vreemdheid, charme, bottom en top):

$$\Psi'(x) = \begin{pmatrix} \psi_{rood'}(x) \\ \psi_{blauw'}(x) \\ \psi_{groen'}(x) \end{pmatrix} = G(\alpha(x)) \cdot \begin{pmatrix} \psi_{rood}(x) \\ \psi_{blauw}(x) \\ \psi_{groen}(x) \end{pmatrix} \quad (1.1)$$

Hierin is ψ een golffunctie voor een quark van een zekere smaak. Deze transformatie wordt doorgevoerd voor elke smaak. $G(\alpha(x))$ is een 3-dimensionale voorstelling van $SU(3)$. De $SU(3)$ symmetrie werkt niet op leptonen (of, zo men wil, deze leptonen transformeren onder de triviale een-dimensionale voorstelling van $SU(3)$). De 8 ijk-velden die ingevoerd worden op deze wijze zijn de 8 gluonen. We zullen de vector-velden van de gluonen voorstellen door A_μ^a , waar a loopt van 1 tot 8. Voeren we expliciet de gluon veldsterkte tensor in (met f^{abc} de structuur-constanten van $SU(3)$ voor de gekozen voorstelling)

$$F_{\mu\nu}^a = \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a + g f^{abc} A_\mu^b A_\nu^c \quad (1.2)$$

en de ijk-invariante afgeleide:

$$D_\mu = \partial_\mu - ig T^a A_\mu^a \quad (1.3)$$

met T^a de 3×3 generatoren van de voorstelling van $SU(3)$, Dan kan de klassieke Lagrangiaan van QCD als volgt worden geschreven:

$$L = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu}^a F^{a\mu\nu} + \sum_{k=1}^{n_f} \bar{\Psi}_k (i\gamma^\mu D_\mu - m_k) \Psi_k \quad (1.4)$$

waarin Ψ_k het 3-kleuren triplet van quarks voorstelt van smaak k , en n_f het aantal smaken is.

Om van deze klassieke Lagrangiaan een quantum velden theorie te maken, kan men het pad bewandelen van de storingsrekening, dat zo erg succesvol is gebleken, eerst in QED en nadien in de electro-zwakke sector. We bekomen dan uiteindelijk de zogenaamde Feynman regels voor QCD. Deze Feynman regels zijn de symbolische voorstelling van een asymptotische perturbatieve reeks-ontwikkeling. Hoewel, dankzij de relatief kleine waarde van α_{EM} deze techniek heel nauwkeurige resultaten oplevert in het geval van de elektro-zwakke sector van het Standaard Model, is dat helemaal niet het geval bij QCD. De gerenormaliseerde koppelingsconstante in QCD (tot de eerste orde) ziet er als volgt uit:

$$\alpha_S(Q^2) = \frac{\alpha_S(\mu^2)}{1 + \frac{\alpha_S(\mu^2)b}{4\pi} \ln \frac{Q^2}{\mu^2}} \quad (1.5)$$

waarin

$$b = 11 - \frac{2}{3}n_f \quad (1.6)$$

en μ de renormalisatie-schaal is (arbitrair gekozen). Uit de vorm van de formule¹ ziet men dat er zich een probleem gaat voordoen bij *kleine* impuls-overdrachten. Bijgevolg kan men de storingsrekening die aan de basis lag van Feynman-diagrammen niet meer gebruiken (omdat de asymptotische reeksen heel ver van de juiste oplossing kunnen blijven) in het geval van kleine impuls-overdrachten, zoals bijvoorbeeld gebonden systemen (hadronen) en 'zachte' interacties. Het domein waarin deze ontwikkeling *wel* kan gebruikt worden is het domein van de *perturbatieve Quantum Chromo Dynamica*, ook pQCD genoteerd. In QED daarentegen heeft de effectieve koppelingsconstante zijn *kleinste* waarde bij $Q^2 = 0$, en neemt dan progressief (maar traag) toe bij hogere en hogere impuls-overdrachten. Bij QED verwacht men convergentie-problemen bij zeer hoge impuls-overdrachten.

1.3 De theorie van Regge trajecten

1.3.1 Potentiaal verstrooiing in het niet-relativistisch geval

Regge trajecten

De concepten van Regge theorie worden best ingevoerd via een concreet niet-relativistisch geval ([Cha67]): potentiaal verstrooiing beschreven door de Schrödinger vergelijking. Een meer gedetailleerde behandeling van dat geval vindt de lezer in appendix A of in [Sak85]. Daar wordt aangetoond dat de asymptotische (voor grote r) verstrooiingsamplitude f van de gedaante is:

$$f(\theta, E) = \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) \left(\frac{S_l(E) - 1}{2ik} P_l(\cos \theta) \right) \quad (1.8)$$

waarin P_l de Legendre polinoom van graad l voorstelt, k de impuls is horende bij energie E , θ de verstrooiingshoek voorstelt en $S_l(E)$ de S -matrix die afhangt van de energie (E) en van de hoek-impuls l :

$$S_l(E) = e^{2i\delta_l(E)} \quad (1.9)$$

Het verband tussen de verstrooiingsamplitude $f(\theta)$ en de werkzame doorsnede is gegeven door:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f(\theta, E)|^2 \quad (1.10)$$

In wat volgt noteren we:

$$A(E, z) = f(\theta, E) \quad (1.11)$$

met

$$z = \cos \theta \quad (1.12)$$

Normaal gezien neemt k reële positieve waarden aan en is l heeltallig. Als we $S_l(E)$ voor al deze waarden kennen, hebben we alle informatie die ooit uit verstrooiingsexperimenten zou kunnen bekomen worden. *Het basis-idee in Regge theorie is dat deze functie $S_l(E)$ van E en l analytisch kan voortgezet worden voor alle complexe waarden van E en l , ook al hebben die waarden niet onmiddellijk een fysische betekenis. Men kan nagaan dat polen in het E vlak (complex) overeen komen met resonanties (toegevoegde complexe polen in de buurt van de reële $E > 0$ as) en gebonden toestanden (enkele polen bij reële $E < 0$) zoals beschreven door de Schrödinger vergelijking.*

Een belangrijk idee is nu van ook te gaan kijken naar de analytische voortzetting in de variabele l (die normaal enkel gehele waarden aanneemt). De meetkundige plaatsen van de polen van $S(l, E)$ in de 4-dimensionale ruimte $C_l \times C_E$ heten Regge trajecten. De projectie van deze meetkundige plaatsen op het *Rel-ReE* vlak heet: *een Chew-Frautschi grafiek*.

¹Hieruit volgt dat bij:

$$Q_{\text{singulier}}^2 = \mu^2 \cdot e^{\frac{-4\pi}{\alpha_S(\mu^2) \cdot b}} \quad (1.7)$$

α_S naar oneindig zou moeten gaan, maar uiteraard is daar de formule in eerste orde in α_S niet meer geldig.

Singulariteiten in de verstrooiingsamplitude

De uitwisseling van een enkel deeltje geeft, naar-gelang het een gebonden toestand (echt deeltje) of een resonantie (quasi-stabiele toestand) voorstelt, aanleiding tot polen in de verstrooiingsamplitude die voor reële of complexe waarden van de E optreden. Indien meerdere deeltjes simultaan uitgewisseld worden geeft dit aanleiding tot sneden in het complexe vlak.² De aanwezigheid van die sneden compliceert de juiste behandeling van de singulariteiten aanzienlijk maar leidt ons buiten het kader van dit werk.

De Sommerfeld-Watson transformatie

De verstrooiingsamplituden voor wel-bepaalde waarden van l kunnen met behulp van harmonische functies samengesteld worden om de totale verstrooiingsamplitude te bekomen:

$$A(E, z) = \frac{1}{k} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) \frac{S_l(E) - 1}{2i} P_l(z) \quad (1.13)$$

met $z = \cos \theta$ de verstrooiingshoek. We noteren de E afhankelijkheid van de polen (met index i) in het complexe l vlak als volgt: $\alpha_i(E)$. Manipulaties in het complexe l vlak geven uiteindelijk aanleiding tot de volgende vorm voor de verstrooiingsamplitude:

$$A(E, z) = \sum_{i=1}^{N_{\text{polen}}} \frac{\beta_i(E)}{\sin \pi \alpha_i(E)} P_{\alpha_i(E)}(-z) - \frac{1}{k} \int_{-i\infty-1/2+\epsilon}^{i\infty-1/2+\epsilon} dl (2l+1) \frac{S(l, E) - 1}{4} \frac{P_l(-z)}{\sin \pi l} \quad (1.14)$$

Hierin is $\beta_i(E)$ een combinatie van allerlei E afhankelijkheden en die de residu-functie wordt genoemd. Hoewel voor potentiaal-verstrooiing z enkel zin heeft tussen -1 en 1 , zullen we zien dat dit uitbreidbaar is naar grote waarden van z in het geval van verstrooiing van elementaire deeltjes. Bovenstaande formule wordt dan ook belangrijk in de limiet $z \rightarrow \infty$:

$$z \rightarrow \infty; P_{\alpha}(z) \rightarrow z^{\alpha_R + i\alpha_I} \quad (1.15)$$

waarin $\alpha = \alpha_R + i\alpha_I$. De integraal verliest daarom aan belang volgens $z^{-1/2}$. Voor grote waarden van z zien we dat de verstrooiingsamplitude essentieel gedomineerd wordt door de Regge pool met de grootste α_R .

1.3.2 Regge theorie toegepast op elementaire deeltjes reacties.

De ontwikkelingen zoals bovenstaand zijn samengevat zijn misschien interessant maar brengen geen fundamentele nieuwe informatie aan; alle informatie zit reeds verwerkt in de dynamische beschrijving³ gegeven door de Schrödinger vergelijking. Ten tijde van de ontwikkeling van Regge theorie was er nog geen dynamische beschrijving van sterke interacties zoals QCD er een is. Vandaar dat de transponering van de resultaten in niet-relativistische potentiaal-verstrooiing naar het domein van de verstrooiing van elementaire deeltjes in het ultra-relativistisch domein wel een potentieel had nieuwe voorspellingen te maken. We zullen de grondslagen van deze ideeëngang hier trachten samen te vatten.

Kruis-symmetrie

Beschouw de algemene reactie:

$$1 + 2 \rightarrow 3 + 4 \quad (1.16)$$

De kinematica van deze reactie wordt beschreven door de Mandelstam veranderlijken s , t en u , als volgt gedefinieerd:

$$s = (p_1 + p_2)^2 \quad (1.17)$$

$$t = (p_1 - p_3)^2 \quad (1.18)$$

$$u = (p_1 - p_4)^2 \quad (1.19)$$

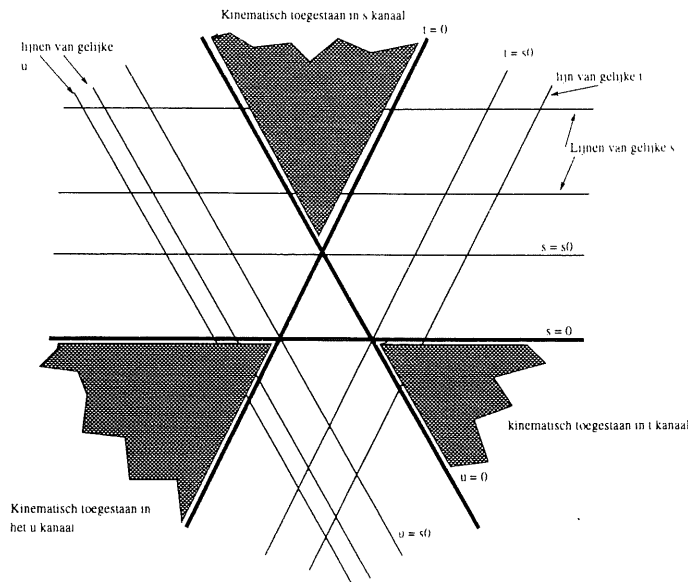
Voor een fysisch verstrooiingsproces (dat wil zeggen dat p_1 tot p_4 inclusief voorwaartse tijds-viervektoren zijn) kan men gemakkelijk tonen dat (s_0 is een constante: $s_0 = \sum_i m_i^2$):

$$s \geq s_0 > 0 \quad (1.20)$$

$$u \leq 0 \quad (1.21)$$

$$t \leq 0 \quad (1.22)$$

² Deze sneden vinden hun oorsprong in de aanwezigheid van een $(\sum_i p_i)^2 \geq M^2$ conditie die zich kinematisch stelt op de uitwisseling van deeltjes met vierimpuls-componenten p_i . In functie van E herleidt bovenstaande conditie zich tot een vierkantswortel, die inderdaad een snede veroorzaakt.



Figuur 1.1: Projectieve voorstelling van het $u-s-t$ vlak.

Die 3 veranderlijken zijn niet onafhankelijk maar voldoen aan de volgende betrekking:

$$s + u + t = s_0 \tag{1.23}$$

Beschouwen we nu volgende geassocieerde reactie:

$$1 + \bar{3} \rightarrow \bar{2} + 4 \tag{1.24}$$

waarbij in de reactie de anti-deeltjes van 3 respectievelijk 2 voorkomen en p_3 en p_2 wisselen van teken in de originele uitdrukkingen voor s , u en t . Deze keer is natuurlijk:

$$t \geq s_0 > 0 \tag{1.25}$$

$$s \leq 0 \tag{1.26}$$

$$u \leq 0 \tag{1.27}$$

Deze reactie noemt men de t -kanaal variant van de originele reactie. Tenslotte kunnen we de reactie:

$$1 + \bar{4} \rightarrow \bar{2} + 3 \tag{1.28}$$

beschouwen, waarbij p_4 en p_2 wisselen van teken in de originele uitdrukkingen voor s , u en t , en deze keer de anti-deeltjes van 4 respectievelijk 2 in de reactie voorkomen. Nu geldt:

$$u \geq s_0 > 0 \tag{1.29}$$

$$s \leq 0 \tag{1.30}$$

$$t \leq 0 \tag{1.31}$$

en om duidelijke redenen heet dit de u -kanaal variant van de eerste reactie.

In het kader van quantum velden theorie wordt ervan uit gegaan dat de 3 bovenstaande reacties complexe amplitudes hebben en uit de Lorentz invariantie kan men afleiden dat deze amplitudes enkel een functie kunnen zijn van u , s en t . Zo heeft men een $A_s(s, t, u)$ voor de s -kanaal reactie, een $A_t(s, t, u)$ voor de t -kanaal reactie en een $A_u(s, t, u)$ voor de u -kanaal reactie. Deze functies zijn voor de beschouwde reactie slechts gedefinieerd in het (s, t, u) -domein waar deze fysisch zin hebben. Gezien dit mutueel exclusieve domeinen zijn voor de 3 kanalen, kan men evengoed een enkele amplitude $A(s, t, u)$ definiëren, die in de het fysisch toegankelijke domein voor de s -kanaal reactie gelijk is aan A_s , in het fysisch toegankelijke domein voor de t -kanaal reactie samenvalt met A_t enz... (zie figuur 1.1)

Tot op dit punt is er geen enkele fysische inhoud gegeven aan bovenstaande wiskundige manipulaties. De extra inhoud komt van volgende stelling: *Kruis-symmetrie betekent dat de functie $A(s, t, u)$ zoals hierboven ingevoerd, een analytische functie is van s , t en u . Met andere woorden: A_t is gewoon de analytische voortzetting van A_s , etc...*

Regge trajecten en kruis-symmetrie.

Het geval van botsingen van elementaire deeltjes verschilt toch wel in sommige opzichten van niet-relativistische verstrooiing aan een potentiaal. Een eerste verschil bestaat erin dat 'toestanden met verschillende l ' nu vervangen worden door hadronen met verschillende intrinsieke spin maar met de andere quantum-getallen gelijk. Men gaat ervan uit dat een bepaald verstrooiingsproces louter gekarakteriseerd wordt door de uitgewisselde quantum-getallen. Meerdere polen kunnen in deze verstrooiingsamplitude voorkomen en bijgevolg kunnen meerdere trajecten overeenkomen met dezelfde uitgewisselde quantum getallen.

Een tweede verschil draagt de naam *signatuur* van het Regge traject. Dat begrip vindt zijn oorsprong in 'Feynman diagrammen' met omwisseling de twee deeltjes in de eind-toestand (en bijhorende omwisseling van u en t kanaal bijvoorbeeld). Beide diagrammen dragen bij tot de verstrooiingsamplitude op ononderscheidbare wijze. Alleen is (bij expansie in bol-functies) het relatieve teken van beide bijdragen $(-1)^l$. Bijgevolg hebben even l een ander gedrag dan oneven l . Zolang l een natuurlijk getal is speelt dat geen rol maar men kan enkel analytische voortzetting in l garanderen³ vertrekkende van of de even of de oneven waarden. Dat duidt erop dat we de Regge trajecten voor de analytisch voortgezette l op de even bijdragen apart moeten beschouwen van die voor de analytisch voortgezette l op de oneven bijdragen, m.a.w. we hebben hier 2 aparte families van Regge trajecten. De familie trajecten horende bij (oorspronkelijk) even l heeft *positieve signatuur* terwijl die horende bij oneven l *negatieve signatuur* bezit. De trajecten met positieve signatuur hebben enkel een fysische betekenis voor een even l en andersom. Bij die waarden worden Regge trajecten verondersteld 'echte' resonanties/gebonden toestanden te beschrijven.

Na het terug samenstellen van het deel van de amplitude met positieve signatuur en negatieve signatuur, en rekening houdende met het asymptotische gedrag voor grote $z_t = \cos \theta_t$, vinden we, wanneer we vergelijking 1.14 in het t -kanaal schrijven (met E vervangen door t (en impliciete aanpassing voor het kwadraat), en z vervangen door z_t):

$$A(t, z_t) \approx \sum_i \beta_i(t) \cdot \frac{1 + \xi_i e^{i\pi\alpha_i(t)}}{\sin \pi\alpha_i(t)} (-z_t)^{\alpha_i(t)} \quad (1.32)$$

Hierin is de waarde van ξ_i 1 of -1 naar gelang α_i een Regge traject met positieve dan wel negatieve signatuur voorstelt.

Het is interessant even de condities na te gaan onder dewelke bovenstaande uitdrukking werd afgeleid:

- Grote waarden van z_t , met andere woorden de reactie heeft kinematische condities die zich *niet* in het t -kanaal bevinden (want daar is $|z_t| < 1$).
- Enkel α_i waarden groter dan $-1/2$ hebben zin, want de overblijvende (verwaarloosde) contour-integraal heeft een asymptotisch gedrag volgens $|z_t|^{-1/2}$.
- Relatief kleine t waarden.

Het gebied van grote z_t en negatieve t valt kinematisch in het domein bereikbaar door het s kanaal. In dat domein geldt:

$$z_t = -1 - \frac{2s}{t - m^2} \approx \frac{2s}{-t + m^2} \quad (1.33)$$

Absorbeert men de t -afhankelijkheid van z_t in de arbitraire functie $\beta_i(t)$, en voert men een 'schaal' s_0 in, dan bekomt men uiteindelijk het belangrijke resultaat van Regge theorie:

$$A(s, t) = \sum_i \beta'_i(t) \cdot \frac{1 + \xi_i e^{i\pi\alpha_i(t)}}{\sin \pi\alpha_i(t)} \left(\frac{s}{s_0}\right)^{\alpha_i(t)} \quad (1.34)$$

Bespreking van de voorspellingen.

De onderstellingen die gemaakt werden bij de afleiding van vergelijking (1.34) zijn vrij algemeen. Niettemin zijn de experimentele voorspellingen relatief uitgebreid:

- de verstrooiingsamplituden voor reacties waarbij dezelfde quantum getallen uitgewisseld worden, moeten een asymptotisch gelijkaardig gedrag hebben.

³Eigenlijk is de analytische voortzetting lokaal wel gegarandeerd. Het probleem stelt zich wanneer men de Sommerfeld Watson transformatie wil doorvoeren waarin een integraal van $l = -1/2 + \epsilon - i\infty$ naar $l = -1/2 + \epsilon + i\infty$ moet worden uitgevoerd en verwaarloost. De aanwezigheid van $(-1)^l = e^{i\pi l}$ in de som van beide amplitudes wordt zeer groot over deze integratie-weg.

- bij hoge energieën zal uiteindelijk een Regge-traject (L) dominant worden;

$$\frac{d\sigma}{dt} s \xrightarrow{\infty} B_L(t) \left(\frac{s}{s_0}\right)^{2\alpha_L(t)-2} \quad (1.35)$$

Dat volgt uit het feit dat voor $-t \ll s$, $d\sigma/dt \div |A|^2/s^2$, waar A de verstrooiingsamplitude voorstelt van het verstrooiingsproces. In vergelijking (1.35) is

$$B_L(t) = |\beta'_L(t)| \frac{1 + \xi_L e^{i\pi\alpha_L(t)}}{\sin \pi\alpha_L(t)} \quad (1.36)$$

- Experimenteel stellen we vast dat voor kleine t , $\alpha_L(t)$ te benaderen is door een rechte:

$$\alpha_L(t) \approx \alpha_L(0) + \alpha'_L(0) \cdot t \quad (1.37)$$

dit leidt tot:

$$\frac{d\sigma}{dt} s \xrightarrow{\infty} B_L(t) e^{bt} \left(\frac{s}{s_0}\right)^{2\alpha_L(0)-2} \quad (1.38)$$

waarin:

$$b = 2\alpha'_L(0) \ln \left(\frac{s}{s_0}\right) \quad (1.39)$$

Als we veronderstellen dat $B_L(t)$ een relatief traag variërende functie is van t dan is de voornaamste t afhankelijkheid beschreven door de exponentiële functie e^{bt} .

- de werkzame doorsnede bij waarden van s waar meerdere termen in 1.34 nog hun invloed laten gelden bestaat uit een som van werkzame doorsneden zoals aangegeven in vergelijking 1.35 over de bijdrage van het dominante traject en ook over bijdragen van *sub-dominante* trajecten. Daarnaast komen natuurlijk ook alle mogelijke *interferentie-termen* voor als produkten de dominante en de sub-dominante amplitudes.

1.3.3 Het Pomeranchuk traject.

In figuur 1.2 wordt de totale werkzame doorsnede van het proces $\gamma - p^4$ in functie van de massa-centrum energie $W_{\gamma-p} = \sqrt{s^5}$ van het $\gamma - p$ systeem voorgesteld [Col95d]. Deze en andere werkzame doorsneden zoals de proton-anti-proton, proton-proton ([DL84a]), K^\pm -proton ([DL84b]) en π^\pm -proton totale werkzame doorsneden moeten volgens Regge theorie allemaal hetzelfde asymptotische gedrag hebben bij grote s , want ze worden in principe allemaal bepaald door de uitwisseling van de quantum getallen van het vacuüm. In elastische interacties worden immers de quantum-getallen van het vacuüm uitgewisseld en kan men het bovenstaande Regge model toepassen. De optische stelling:

$$\sigma_{\text{tot}}(s) \div 1/s \cdot A_{\text{elast}}(s, t=0) \quad (1.40)$$

die een verband legt tussen de amplitude van een elastische botsing en de totale werkzame doorsnede van een botsing laat ons dan toe een verband te leggen tussen de (elastische) Regge-amplitude A en de totale werkzame doorsnede in functie van s . De s -afhankelijkheid van de totale werkzame doorsnede van hadron-hadron (en hadron-foton) interacties geeft ons bijgevolg informatie omtrent de amplitude van de elastische botsing en bijgevolg van een beschrijving van deze amplitude met behulp van Regge trajecten.

Donnachie en Landshoff [IB91] hebben een compilatie doorgevoerd van al deze experimentele gegevens en zijn tot de bevinding gekomen dat al deze gegevens kunnen beschreven worden met behulp van volgende asymptotische s -afhankelijkheid:

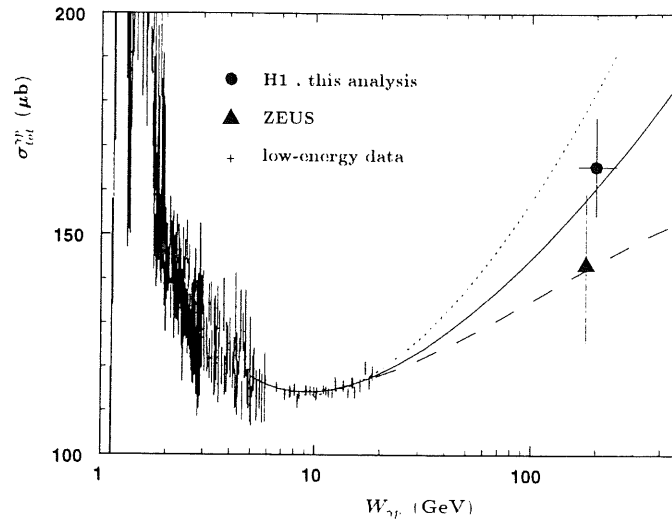
$$\sigma_{\text{tot}} \div C_1 s^{0.0808} + C_2 s^{-0.4525} \quad (1.41)$$

De twee termen in deze uitdrukking zijn te interpreteren als het gevolg van de uitwisseling van een dominant en een subdominant Regge traject, met intercepten respectievelijk gelijk aan 1.0808 en 0.5475. Uit de studie van exclusieve kanalen kan men ook de t -afhankelijkheid van het Regge traject horende bij de intercept van 1.0808 vinden: $\alpha'(0) = 0.25 \text{ GeV}^{-2}$. Het traject met intercept 0.5475 heeft een t -afhankelijkheid gelijk aan 0.9 GeV^{-2} . Het is een gekend traject en hoort bij de reeks ontaarde $\rho - \omega - f_2 - a_2$ trajecten die verschillende gekende mesonen en resonanties beschrijven. Het traject:

$$\alpha(0) = 1.08 \quad (1.42)$$

⁴met (quasi-) reële fotonen

⁵Men schrijft deze grootheid in dit geval als W , gezien s gereserveerd is voor lepton-proton massa-centrum energie.



Figuur 1.2: Totale werkzame doorsnede voor foton-proton interacties in functie van de foton-proton massacentrum energie $W_{\gamma p}$. Volle lijn: Donnachie en Landshoff parametrisatie.

$$\alpha'(0) = 0.25 \text{ GeV}^{-2} \quad (1.43)$$

komt niet overeen met gekende mesonen en moet dus als extra traject ingevoerd worden: men noemt het het Pomeranchuk (pomeron) traject. De WA91 collaboratie ([Col94]) heeft een mogelijke 'glueball' kandidaat gevonden bij $J = 2$ en $m = 1926 \pm 12 \text{ MeV}$ die op het Pomeranchuk traject ligt. Dit alles is geïllustreerd in figuur 1.3.

1.3.4 Het Pomeron in QCD.

Het valt buiten het kader van dit werk om over de inspanningen die geleverd worden om Regge fenomenologie te verzoenen met QCD een diepgaande analyse te schrijven. Het enige punt dat we hier wensen aan te halen is dat er een QCD berekening ([KLF77], [BL78]) bestaat die erin slaagt om een werkzame doorsnede te produceren waarin een diffractieve signatuur voorkomt, en die inderdaad een $s^\alpha(0)$ gedrag vertoont. De bijhorende exponent (de zogenaamde BFKL intercept ω_0) is:

$$\omega_0 = \alpha(0) = \frac{12\alpha_S \ln 2}{\pi} \approx 1.3 \quad (1.44)$$

Gezien dat 'traject' in perturbatieve QCD is berekend, spreekt men hier van het 'harde pomeron', omdat het zuiver partonisch is.

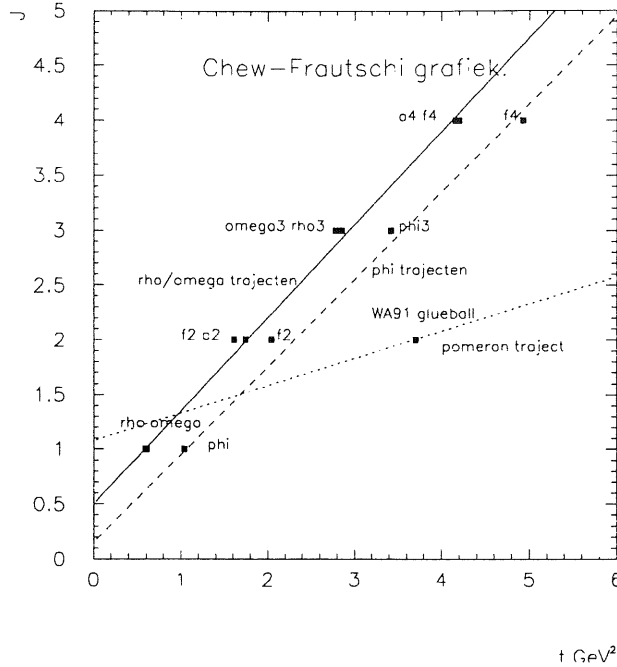
1.4 'Rapidity' intervallen en diffractieve eind-toestanden.

1.4.1 'Rapidity' intervallen.

'Rapidity' van een deeltje met 4-impuls (E, \mathbf{p}) is gedefinieerd als:

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_z}{E - p_z} \right) = \tanh^{-1} \left(\frac{p_z}{E} \right) = \tanh^{-1} \beta_z \quad (1.45)$$

Indien het deeltje ultra-relativistisch is (m te verwaarlozen ten opzichte van E) en indien bovendien de hoek tussen de 3-impuls vector en de z -as niet te klein is ($\theta \geq \sqrt{1 - \beta_z^2}$) dan kan men de 'rapidity' benaderen door



Figuur 1.3: Chew-Frautschi grafiek met de ontaarde ρ - ω trajecten, het ϕ traject en het pomeron traject.

de zogenaamde 'pseudo-rapidity':

$$\eta = -\ln \tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \quad (1.46)$$

waarin θ de hoek is tussen de z -as en \mathbf{p} . Indien men voor elk deeltje in de eind-toestand van een gebeurtenis (behalve het verstrooide proton) de bijhorende rapidity berekent, dan noemen we η_{\max} bij definitie de grootste van deze η .

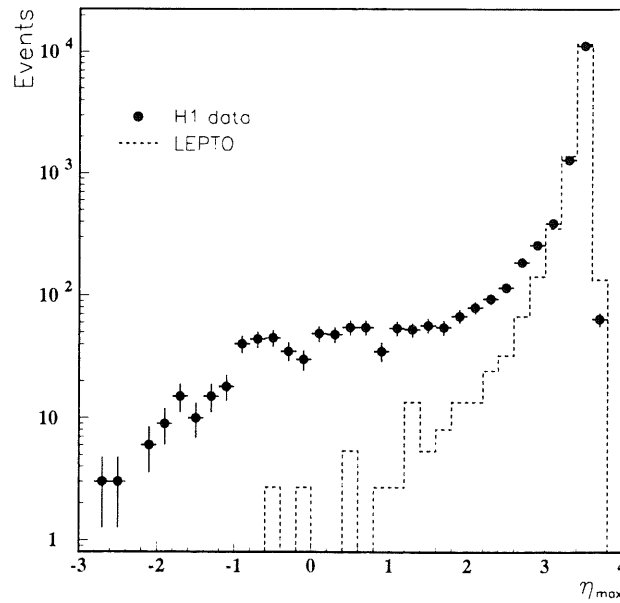
In de diep-inelastische ep wisselwerkingen bij HERA heeft men een staal gebeurtenissen geïdentificeerd waarbij er in de voorwaartse richting (die van het proton) een rapidity interval werd waargenomen ([Col95e]). Dat staal bedraagt ongeveer een tiende van het totale aantal diep-inelastische verstrooiingsgebeurtenissen. Een analyse⁶ die gebeurde op basis van de gegevens genomen door de H1 collaboratie in 1993 ([Col93]) toont (zie figuur 1.4) het verschil tussen de voorspelling op basis van standaard Diep-inelastische verstrooiing en de waargenomen verdeling van η_{\max} . Men neemt waar dat het verwachte normale DIS⁷ signaal relatief snel daalt met afnemende η_{\max} terwijl een plateau wordt waargenomen in de gegevens. Dat is karakteristiek voor diffractieve gebeurtenissen: de uitwisseling van een (kleurloos) pomeron geeft aanleiding tot een constante dichtheid van gebeurtenissen per interval van η_{\max} , in tegenstelling tot gewone DIS, waarin de kleur-lading tussen de uitgestoten quark en de overblijfselen van het proton aanleiding geeft tot het voorkomen van deeltjes met een tussenin liggende η . In de analyse die in dit proefschrift gepresenteerd wordt gaan we een staal diep-inelastische gebeurtenissen $ep \rightarrow eXY$ beschouwen waarin een duidelijke scheiding in rapidity (een rapidity interval) aanwezig is tussen 2 hadronische systemen X en Y in de eind-toestand. Y is het meest voorwaarts gelegen systeem. Verder beperken we ons in dit proefschrift tot de analyse van de foton-dissociatieve gebeurtenissen waar het Y -systeem niets anders is dan het verstrooide proton.

1.4.2 Kinematica.

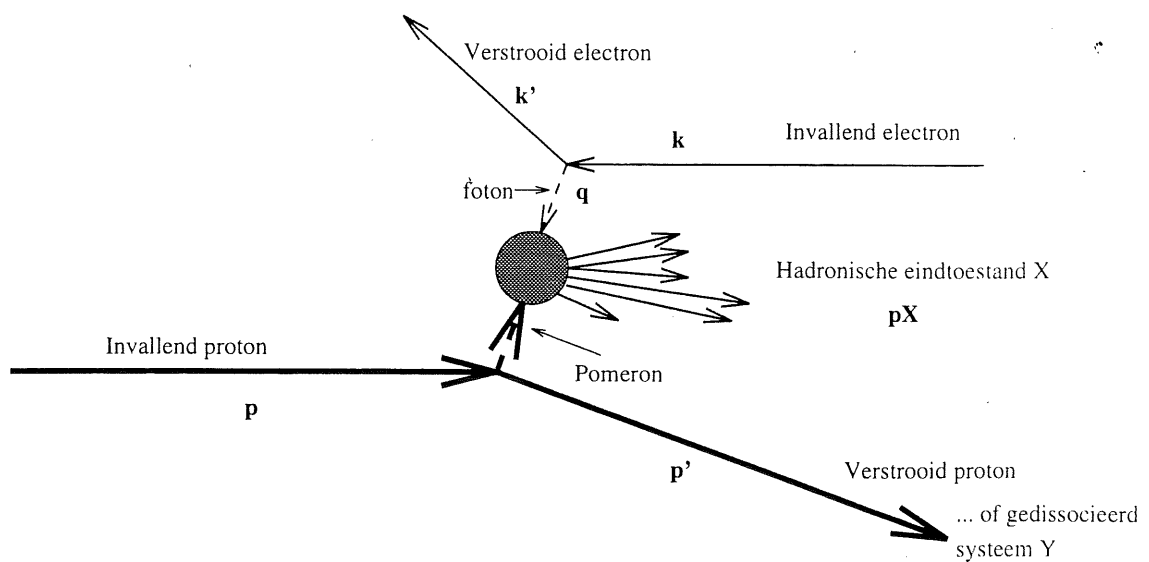
In figuur 1.5 wordt de kinematica geschetst van een diffractieve diep-inelastische gebeurtenis. In de eind-toestand worden twee duidelijk kinematisch gescheiden hadronische systemen waargenomen: systeem X en systeem Y . De kinematica van het 'pomeron' stelt hier enkel de impuls-overdracht voor die heeft plaatsgevonden tussen het systeem X en het systeem Y . Het invallende elektron heeft als impuls vier-vector k , en het verstrooide elektron heeft vier-vector k' . Het verschil tussen inkomende en uitgaande elektron vier-vector wordt q genoteerd en stelt de vier-vector impuls voor van het virtuele foton. Het invallende proton heeft een impuls vier-vector p en zijn overeenkomende eind-toestand Y heeft een impuls vier-vector p' . Het verschil tussen p en p' is de impuls die toegekend wordt aan het 'pomeron'. De gesommeerde vier-vector impuls van het systeem X , tenslotte, wordt p_X genoteerd.

⁶ZEUS was de eerste collaboratie om over gebeurtenissen met een interval in rapidity te publiceren [Col93].

⁷Diep in-elastische verstrooiing, wordt vaak DIS genoteerd.



Figuur 1.4: Eerste waarneming door H1 van 'rapidity gap' gebeurtenissen. LEPTO [grob] is een Monte Carlo model dat standaard diep in-elastische verstrooiing implementeert.



Figuur 1.5: Voorstelling van de kinematica van de reactie.

Volgende invarianten worden gedefinieerd:

$$Q^2 = -q^2 = -(k - k')^2 \quad (1.47)$$

Q^2 stelt de virtualiteit van het foton voor. Het is een veranderlijke die in onze analyse van enkele GeV^2 tot enkele tientallen GeV^2 zal variëren.

$$x_B = \frac{Q^2}{2p \cdot q} \quad (1.48)$$

In het eenvoudige parton model stelt x_B de fractie voor van de invallende proton impuls die gedragen wordt door het vrije parton dat het foton absorbeert, zoals gezien vanuit een referentie-stelsel waarin het proton ultra-relativistisch is. De meeste auteurs schrijven gewoon x voor deze veranderlijke. We zullen trachten x_B daar aan te wenden waar er een mogelijke verwarring bestaat met x_P .

$$\beta = \frac{Q^2}{2(p - p') \cdot q} \quad (1.49)$$

β is de fractie van de impuls van het pomeron die gedragen wordt door het vrije parton dat het foton absorbeert zoals gezien in een referentie-stelsel waarin het pomeron ultra-relativistisch is. Dat kan men inzien als volgt: de formule voor β is dezelfde als die voor x_B waarin men p vervangt door $(p - p')$: de kinematica van het pomeron vervangt die van het proton. β neemt waarden aan die gesitueerd zijn tussen 0.01 en 1 in onze analyse.

$$x_P = x_B / \beta \quad (1.50)$$

x_P is de fractie van de impuls van het proton die gedragen wordt door het pomeron, in een referentie-stelsel waar het proton ultra-relativistisch is. Dat volgt uit de betekenis van x_B en van β .

$$t = (p - p')^2 \quad (1.51)$$

t is een maat voor de transversale impuls van het proton in de eind-toestand. t is exponentieel verdeeld en heeft een gemiddelde waarde van ongeveer $0.2 GeV^2$ [Col96].

$$-t \approx x_P^2 m_p^2 + p_t^2 \quad (1.52)$$

$$s = (p + k)^2 \quad (1.53)$$

s is de massa-centrum energie in het kwadraat en bedraagt $90,000 GeV^2$.

$$M_X^2 = p_X^2 \quad (1.54)$$

M_X is de invariante massa van de hadronische eind-toestand X . Het is tevens het kwadraat van de massacentrum-energie van de foton-pomeron botsing.

$$M_Y^2 = p'^2 \quad (1.55)$$

M_Y is de massa van het proton — of in het geval van dubbel-diffractieve gebeurtenissen, de massa van het gedissocieerde aangeslagen proton.

$$W^2 = (p' + p_X)^2 \quad (1.56)$$

W is de massa-centrum energie van de foton-proton botsing.

$$y = \frac{Q^2}{s x_B} \quad (1.57)$$

Het is natuurlijk zo dat niet al deze invarianten onafhankelijk van elkaar zijn. Zo vinden we bijvoorbeeld:

$$x_P = \frac{Q^2 + M_X^2 - t}{Q^2 + W^2 - M_P^2} \quad (1.58)$$

$$\beta = \frac{Q^2}{Q^2 + M_X^2 - t} \quad (1.59)$$

Omdat t meestal te verwaarlozen is ten opzichte van $Q^2 + M_X^2$ schrijven we:

$$\beta = \frac{Q^2}{Q^2 + M_X^2} \quad (1.60)$$

Inverseren we de uitdrukking voor x_P , dan bekomen we:

$$W^2 = -\frac{t - Q^2(1 - x_P) - M_X^2 - x_P m_p^2}{x_P} \quad (1.61)$$

Nemen we aan dat:

- x_P veel kleiner is dan 1,
- m_p relatief klein is ten opzichte van Q en/of M_X
- t verwaarloosbaar klein is ten opzichte van Q^2 en/of M_X^2

dan vinden we:

$$W^2 = \frac{Q^2 + M_X^2}{x_P} = \frac{Q^2}{\beta x_P} \quad (1.62)$$

Beseffende dat W^2 hier de invariante massa (in het kwadraat) is van de hadronische eind-toestand (inclusief het proton), ziet men in dat dit niets anders is dan de s in het eerder geformuleerde Regge formalisme, namelijk de invariante massa van het foton-proton systeem.

1.4.3 Experimentele definitie van diffractie.

De experimentele signatuur van een diffractieve gebeurtenis is de aanwezigheid van een groot rapidity-interval tussen twee hadronische systemen in de eind-toestand (zie sectie 1.4.1). In ons geval gaat systeem Y in de sterk voorwaartse richting (vrij grote, maar niet waarneembare η_{\min}^Y) zodat een vastgestelde onder-grens voor het rapidity-interval (dat gelijk is aan $\eta_{\max}^Y - \eta_{\min}^X$) voornamelijk bepaald wordt door een kleine waarde van η_{\max}^X . In het eenvoudige parton model is er een verband tussen x_P en η_{\max} (cfr appendix I):

$$\eta_{QPM} \approx \ln(x_P) + C^{te} \quad (1.63)$$

In het domein van kleine x_P is een relatief kleine η_{\max} verwacht. Gebeurtenissen in dat kinematisch domein zijn dan grotendeels te wijten aan het diffractieve deel van de werkzame doorsnede.

Bij definitie is een gebeurtenis foton-dissociatief diffractief indien men de hadronische eind-toestand splitst in een systeem X en een systeem Y , gescheiden door het grootste rapidity interval, en de invariante massa van Y , M_Y , kleiner is dan een gegeven grens M_Y^{\max} , op voorwaarde dat men gaat werken in een deel van de fase-ruimte waar x_P kleiner is dan 0.05. Deze laatste waarde zorgt ervoor dat de DIS gebeurtenissen die niet diffractief zijn sterk onderdrukt zijn in het staal.

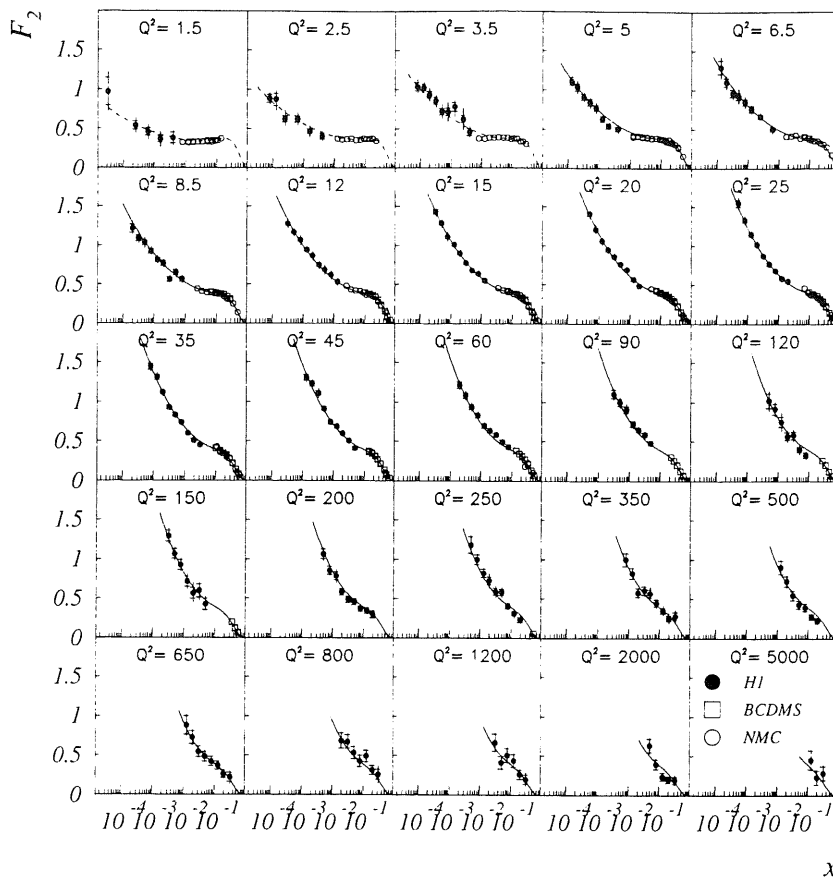
De snij-waarde M_Y^{\max} is gelijkgesteld aan 1.6 GeV en niet aan de massa van het proton, omdat gebeurtenissen met een M_Y kleiner dan 1.6 GeV in de H1 detector slechts in minder dan 50 % van de gevallen inpakten kunnen veroorzaken in de voorwaartse detectoren. Bijgevolg zou de toepassing van een snij-waarde gelijk aan de massa van het proton correcties noodzakelijk maken die sterk steunen op de model voorspellingen van de frequentie van die gevallen zonder enige mogelijkheid die te verifiëren. De keuze van de snij-waarde op 1.6 GeV betekent dat men zich kan verwachten aan een 'contaminatie' van het staal met een paar procenten proton-dissociatieve gebeurtenissen.

1.5 structuurfuncties van het Pomeron

1.5.1 Structuurfuncties van het proton

Men kan de 'structuur' van het proton analyseren aan de hand van zogenaamde diep-inelastische gebeurtenissen (DIS). Dat zijn gebeurtenissen waarbij een punt-deeltje (lepton) via een sterk virtueel boson interageert met een partonische component van het proton. De inclusieve werkzame doorsnede van diep in-elastische gebeurtenissen kan op volgende wijze geparametriseerd worden [Rob90]:

$$\frac{\partial^2 \sigma}{\partial x \partial Q^2} = \frac{4\pi\alpha_{EM}^2}{xQ^4} [y^2 x F_1(x, Q^2) + (1 - y) F_2(x, Q^2)] \quad (1.64)$$

Figuur 1.6: Proton structuurfunctie F_2 .

waarbij F_1 en F_2 de twee proton structuurfuncties zijn.

Men schrijft deze betrekking ook vaak in volgende vorm:

$$\frac{\partial^2 \sigma}{\partial x \partial Q^2} = \left[1 - y + \frac{y^2}{2(1 + R(x, Q^2))} \right] F_2(x, Q^2) \quad (1.65)$$

waarin:

$$R(x, Q^2) = \frac{F_2 - 2xF_1}{2xF_1} = \frac{\sigma_L}{\sigma_T} \quad (1.66)$$

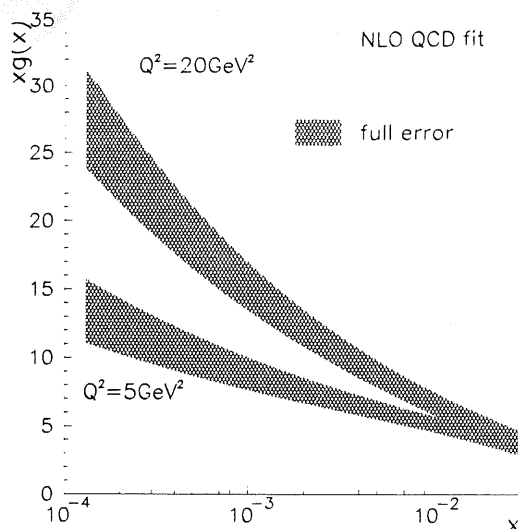
Hierin is σ_L de bijdrage van (uiteraard virtuele) longitudinale fotonen en is σ_T de bijdrage van de transversale polarisatie vrijheidsgraden van het foton tot de totale werkzame doorsnede σ . Deze verhouding is geschat en vrij klein van zodra Q^2 relatief groot is (10 GeV^2) [Col97a]. De H1 collaboratie heeft de structuurfunctie F_2 van het proton opgemeten (zie figuur 1.6) m.b.v. de gegevens genomen in 1994 (dat is hetzelfde staal als dat waarmee onze analyse is doorgevoerd) [Col95c].

1.5.2 Partonische interpretatie van de proton structuurfunctie.

In het naïeve quark parton model is:

$$F_2(x) = 2x \cdot F_1(x) = \sum_i e_i^2 x q_i(x) \quad (1.67)$$

waarin $q_i(x) \cdot dx$ geïnterpreteerd wordt als zijnde de hoeveelheid quarks van soort i met een impuls-fractie van het proton tussen x en $x + dx$ die men gemiddeld vindt in een proton. In dit model hangt $F_2(x)$ duidelijk *niet* af van Q^2 . Zulk een gedrag noemt men 'scaling'. Uiteraard weet men dat het naïeve quark parton model niet volledig juist kan zijn gezien de gekleurde quarks interageren via de gluonen. Het is enkel een vrij goede benadering dank zij de asymptotische vrijheid van QCD. Een quark bij relatief hoge x kan bij lage resolutie (Q^2) via QCD processen aanleiding geven tot extra quarks bij lagere x bij hogere resolutie Q^2 . Met andere woorden: een partonische interpretatie lijkt nu afhankelijk geworden van de resolutie waarmee we naar het proton kijken. Wil men een parton dichtheid aangeven, dan is men bijgevolg gedwongen een conventionele resolutie Q_0^2 af te spreken bij dewelke men de 'vrije partonen' beschouwt. Bij andere waarden van de resolutie Q^2 moet men



Figuur 1.7: Gluon dichtheid zoals geëxtraheerd uit de F_2 meetpunten.

dan QCD interacties in rekening brengen. Men wil echter de partonische interpretatie van de structuurfunctie behouden bij alle waarden van de resolutie Q^2 :

$$F_2(x, Q^2) = \sum_i e_i^2 x q_i(x, Q^2) \quad (1.68)$$

blijft geldig. De parton dichtheden q_i hangen bijgevolg af van de 'resolutie' Q^2 . Deze evolutie in Q^2 wordt beschreven aan de hand van de Altarelli-Parisi vergelijkingen ([Dok77], [GL72], [AP77]):

$$\frac{dq_i(x, Q^2)}{d \log Q^2} = \frac{\alpha_s}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} \left[\sum_j q_j(y, Q^2) P_{i,j} \left(\frac{x}{y} \right) + G(y, Q^2) P_{i,G} \left(\frac{x}{y} \right) \right] \quad (1.69)$$

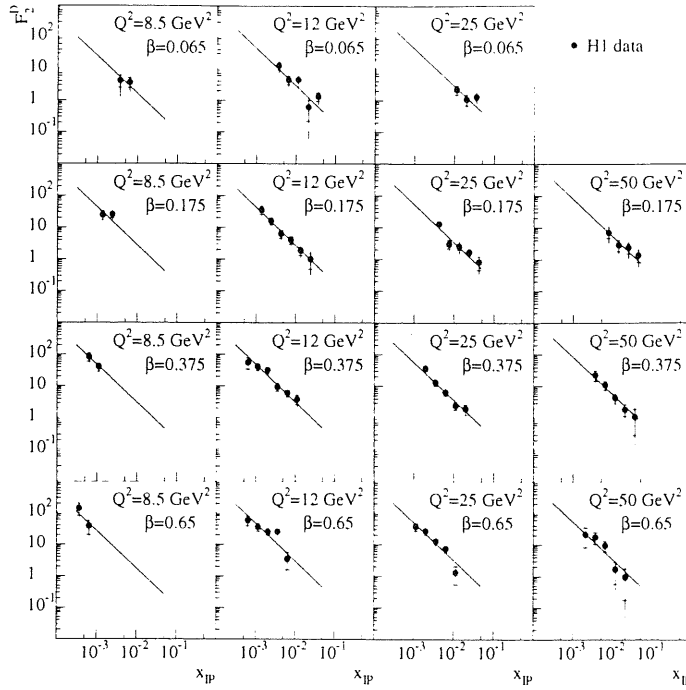
$$\frac{dG(x, Q^2)}{d \log Q^2} = \frac{\alpha_s}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} \left[\sum_j q_j(y, Q^2) P_{G,j} \left(\frac{x}{y} \right) + G(y, Q^2) P_{G,G} \left(\frac{x}{y} \right) \right] \quad (1.70)$$

Hierin zijn de $P_{a,b}(\beta)$ de zogenaamde 'splitting functions' die volgen uit QCD. Zij geven de kans aan dat een parton van een zekere impuls x bij een resolutie Q^2 aanleiding zal geven tot een parton met kleinere impuls $x' < x$ bij een grotere resolutie $Q'^2 > Q^2$. Zoals men kan zien volstaat het nu niet meer om enkel te spreken over de quark dichtheden q_i . Het is nu ook nodig een (niet rechtstreeks waarneembare) gluon dichtheidsfunctie G in te voeren. Met de meting van F_2 m.b.v. de gegevens van 1994 heeft men trouwens ook een geparametriseerde DGLAP evolutie vereffening doorgevoerd [Col95b] en het resultaat is dat een gluon dichtheid kan geëxtraheerd worden zoals aangegeven in figuur 1.7. Dat is als volgt gebeurd: een initiële parametrisatie in functie van x_B van de quark en gluon dichtheden werd voorgesteld bij $Q^2 = 2.5 \text{ GeV}^2$. Vervolgens paste men de evolutievergelijkingen toe op deze dichtheden, zodat men geparametriseerde dichtheden bekam bij hogere Q^2 waarden. Voor de Q^2 waarden die overeenkomen met de gemeten waarden van F_2 kan men uit de quark dichtheden een geparametriseerde schatting van F_2 bekomen. Een optimale keuze van de parameters, zodat de geschatte F_2 waarden zo goed mogelijk overeen komen met de meetpunten, bepaalt dan de quark en gluon dichtheid, in principe voor alle beschouwde x_B en Q^2 waarden. In de figuur (1.7) wordt dat resultaat in functie van x_B voorgesteld voor 2 waarden van Q^2 : eens bij 5 GeV^2 en eens bij 20 GeV^2 .

1.5.3 Diffractieve structuurfuncties

De structuurfunctie van een hadron heeft een stevige fundering in QCD. Naar analogie breidt men dat concept uit tot het geval van de diffractieve werkzame doorsnede [IS85]:

$$\frac{\partial^4 \sigma^D}{\partial x \partial x_P \partial Q^2 \partial t} = \frac{4\pi \alpha_{EM}^2}{x Q^4} \left(1 - y + \frac{y^2}{2(1+R^D)} \right) \frac{\partial^2 F_2^D(x, Q^2, x_P, t)}{\partial x_P \partial t} \quad (1.71)$$



Figuur 1.8: Diffractieve structuurfunctie zoals opgemeten m.b.v. de gegevens genomen in 1993.

Hierin heeft R^D dezelfde betekenis als R in het geval van de proton structuur functie. Spijtig genoeg is (nog) geen schatting van R^D doorgevoerd. Men stelt R^D daarom conventioneel aan nul (wat een goede benadering is indien R^D van dezelfde grootte-orde is als R , die relatief klein is in het kinematische gebied waarin we ons bevinden):

$$\frac{\partial^4 \sigma^D}{\partial x \partial x_P \partial Q^2 \partial t} = \frac{4\pi\alpha_{EM}^2}{xQ^4} \left(1 - y + \frac{y^2}{2}\right) \frac{\partial^2 F_2^D(x, Q^2, x_P, t)}{\partial x_P \partial t} \quad (1.72)$$

Bovenstaande definitie van de diffractieve structuurfunctie is differentieel in zowel x_P als t . t is klein en niet meetbaar met de opstelling van de H1 detector in 1994. Bijgevolg integreren we bovenstaande expressie over t :

$$\frac{\partial^3 \sigma^D}{\partial \beta \partial x_P \partial Q^2} = \frac{4\pi\alpha_{EM}^2}{\beta Q^4} \left(1 - y + \frac{y^2}{2}\right) F_2^{D(3)}(Q^2, \beta, x_P) \quad (1.73)$$

De notatie $F_2^{D(3)}$ slaat op het feit dat van de 4 veranderlijken in F_2^D er nu nog 3 overblijven (er werd over t geïntegreerd). Hierbij werd tevens x_B in de voor-factor veranderd in $\beta = x_B/x_P$. De reden hiertoe is dat β wat de partonische interpretatie van het pomeron betreft analoog is aan de rol van x_B wat de partonische interpretatie van het proton betreft. De diffractieve structuurfunctie $F_2^{D(3)}$ werd opgemeten m.b.v. de gegevens van 1993 (zie figuur 1.8) [Col95a], [Phi94]. Men stelt vast dat $F_2^{D(3)}$ factoriseert in een *flux-factor* die enkel van x_P afhankelijk is, en een functie $A(Q^2, \beta)$. De flux-factor is bovendien een eenvoudige machtsfunctie:

$$F_2^{D(3)} = \frac{1}{x_P^{1.3 \pm 0.08 \pm 0.16}} A(Q^2, \beta) \quad (1.74)$$

In het kader van Regge theorie is zo iets goed te begrijpen. Indien men immers stelt dat de gemeten diffractieve structuurfunctie een hoge-energie werkzame doorsnede beschrijft waarbij een pomeron als dominant traject wordt uitgewisseld, dan hebben we getoond dat:

$$\frac{d\sigma}{dt} \div s^{2\alpha(t)-2} \div x_P^{2-2\alpha(t)} \quad (1.75)$$

waarbij gebruik gemaakt werd van $s_{\gamma-P} \div \frac{1}{x_P}$ zoals reeds was aangetoond. Afleiden naar x_P geeft:

$$\frac{\partial^2 \sigma}{\partial t \partial x_P} \div x_P^{1-2\alpha(t)} \quad (1.76)$$

t neemt relatief kleine waarden aan (gemiddelde is $0.2GeV^2$). Een integratie over t van de bovenstaande differentiële werkzame doorsnede zal hoofdzakelijk voor gevolg hebben dat de $\alpha(t)$ (die over het beschouwde bereik van t slechts heel weinig varieert) vervangen wordt door een effectieve intercept $\langle \alpha(t) \rangle$:

$$\frac{d\sigma}{dx_P} \div x_P^{1-2\langle\alpha(t)\rangle} \quad (1.77)$$

De waargenomen factorisatie in de gegevens kan geïnterpreteerd worden als de voorspelde Regge afhankelijkheid van de werkzame doorsnede. In dat geval schrijven we:

$$F_2^{D(3)}(Q^2, \beta, x_P) = \frac{1}{x_P^{2\langle\alpha(t)\rangle-1}} A(Q^2, \beta) \quad (1.78)$$

1.5.4 Parton interpretatie van de diffractieve structuurfunctie.

De factorisatie zoals werd aangetoond suggereert dat het pomeron een aparte entiteit is met een eigen partonische inhoud. Zoals in het geval van de proton structuurfunctie F_2 kan men ook hier trachten een partonische interpretatie te geven aan de diffractieve structuurfunctie. Aannemende dat de factorisatie ansatz

$$F_2^{D(3)}(Q^2, \beta, x_P) = \frac{1}{x_P^{2\langle\alpha(t)\rangle-1}} A(Q^2, \beta) \quad (1.79)$$

juist is, interpreteert men $A(Q^2, \beta)$ als de 'structuurfunctie van het pomeron', ook genoteerd $F_2^P(\beta, Q^2)$. De betekenis van β is dan dezelfde ten opzichte van het pomeron als de betekenis van x_B was ten opzichte van het proton: β stelt de fractie van de 3-impuls voor die gedragen wordt door het geraakte parton, ten opzichte van de totale 3-impuls van het pomeron, zoals gezien in een referentie-stelsel waarin het pomeron ultra-relativistisch is. Uit de quantum getallen (o.a. lading 0, baryon getal 0, iso-spin 0, vreemdheid 0, charm 0, ...) van het pomeron dient men dan — indien men tot een eenvoudige parton interpretatie wil overgaan — volgende aannames⁸ te maken: $f_q = f_{\bar{q}}$, $f_u = f_d$. Bijgevolg vinden we:

$$F_2^P(\beta, Q^2) = \frac{10}{9}\beta f_u(\beta, Q^2) + \frac{2}{9}\beta f_s(\beta, Q^2) \quad (1.80)$$

Met de gegevens van 1994 werd de diffractieve structuurfunctie $F_2^{D(3)}$ nogmaals opgemeten (zie figuur 1.9) [Col97c], [Meh96]. De hogere statistiek liet toe om de Regge factorisatie hypothese nauwkeuriger te testen en zoals blijkt is deze factorisatie *niet meer* houdbaar (figuur 1.10). In figuur 1.9 wordt $x_P \cdot F_2^{D(3)}$ voorgesteld en men heeft een parametrisatie van $F_2^{D(3)}$ met een 'flux-factor' die van β afhangt vereffend met de metingen:

$$F_2^{D(3)} = A(\beta, Q^2) \cdot \frac{1}{x_P^{n(\beta)}} \quad (1.81)$$

met

$$n(\beta) = b_0 + b_1 \cdot \beta + b_2 \cdot \beta^2 \quad (1.82)$$

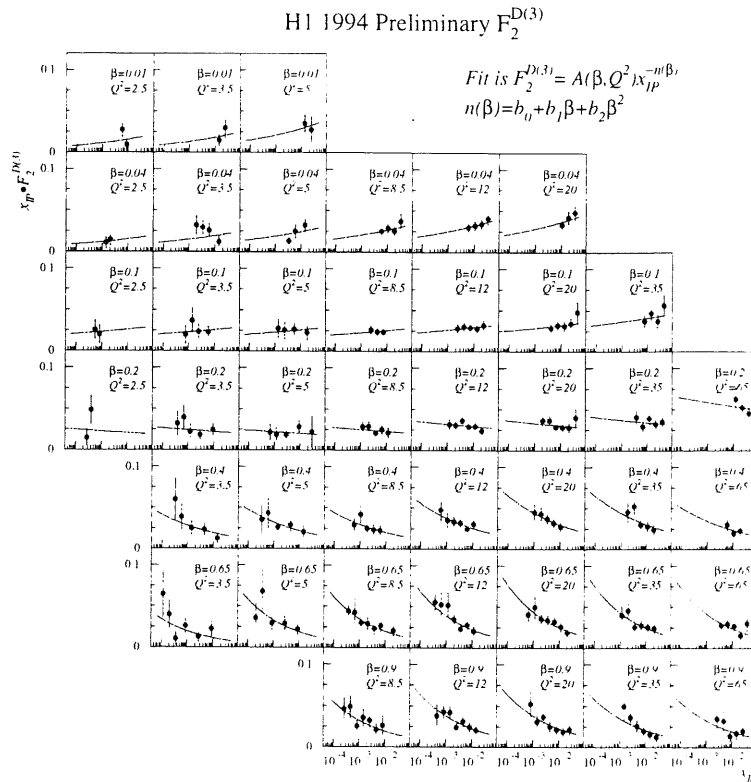
Het betreft hier een louter fenomenologische vereffening. In de linker grafiek a) van figuur 1.10 vindt men het resultaat (de parabool $n(\beta)$) samen met de individuele exponenten (de meetpunten) die men had bekommen indien men zich voor de vereffening tot een enkel β interval had beperkt. In b) vindt men $n(Q^2)$ indien in plaats van een β afhankelijkheid een Q^2 afhankelijkheid wordt vooropgesteld. Zoals men kan waarnemen is er een uitgesproken β afhankelijkheid van de exponent in de flux-factor. Daarentegen zijn er geen aanwijzingen dat er een Q^2 afhankelijkheid is van deze flux-factor.

De factorisatieschending kan op volgende manier begrepen worden. Men kan a priori niet uitsluiten dat naast de uitwisseling van het dominante traject (pomeron) ook sub-dominante trajecten nog een rol spelen bij de beschouwde energieën. Men zou dus kunnen denken aan een uiteindelijke uitdrukking van de volgende vorm:

$$F_2^{D(3)} = \frac{1}{x_P^{\xi_1}} \cdot A_1(\beta, Q^2) + \frac{1}{x_P^{\xi_2}} \cdot A_2(\beta, Q^2) + \dots \quad (1.83)$$

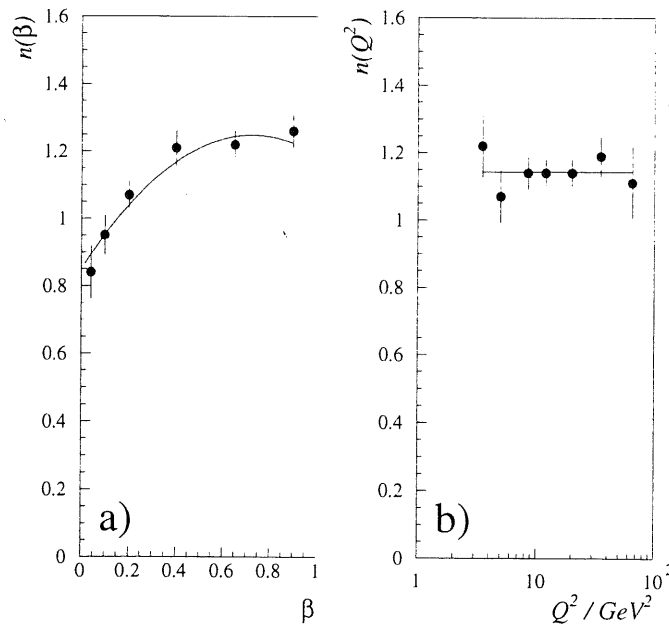
In bovenstaande uitdrukking komen zowel termen voor die de Regge werkzame doorsneden zijn van dominante en sub-dominante trajecten, als de interferentie-termen tussen deze amplituden. Aangezien het beschikbare kinematische domein in x_P afhankelijk is van de waarde van β kan het zijn dat de beste effectieve enkelvoudige flux vereffening anders is naar gelang het beschikbare x_P interval, en bijgevolg naar gelang β . Het is ook mogelijk

⁸ f_u is hetzelfde als u bij de proton functie, f_d is hetzelfde als d etc...

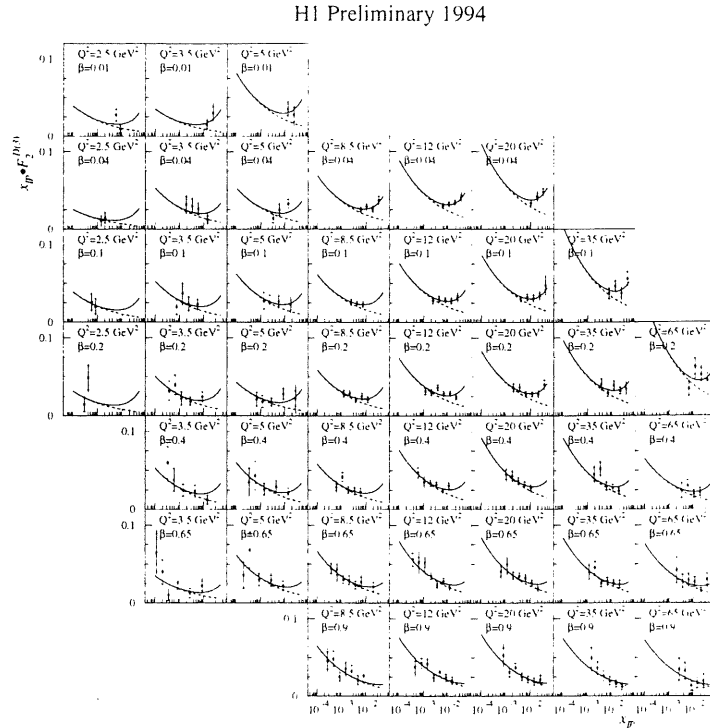


Figuur 1.9: $F_2^{D(3)}$ zoals opgemeten m.b.v. de 1994 gegevens.

H1 Preliminary 1994



Figuur 1.10: Schending van de Regge factorisatie: de exponent in de Pomeron flux factor als functie van β en Q^2 .



Figuur 1.11: Vereffening van de meetpunten met een model dat naast een dominant 'Pomeron' traject ook een ondergeschikt 'meson' traject bevat.

dat de functies $A_i(\beta, Q^2)$ een verschillend verloop in functie van β kennen, zodat de relatieve belangrijkheid van de verschillende flux-factoren $1/x_P^{\xi_i}$ wijzigt naar gelang men zich bij grote of kleine β waarden bevindt. Dat zou dan een verklaring zijn voor deze 'effectieve factorisatieschending'.

H1 collaboratie heeft een vereffening van $F_2^{D(3)}$ met een model met sub-dominante trajecten doorgevoerd. Zo een model kan de gegevens *wel* beschrijven. Een model met:

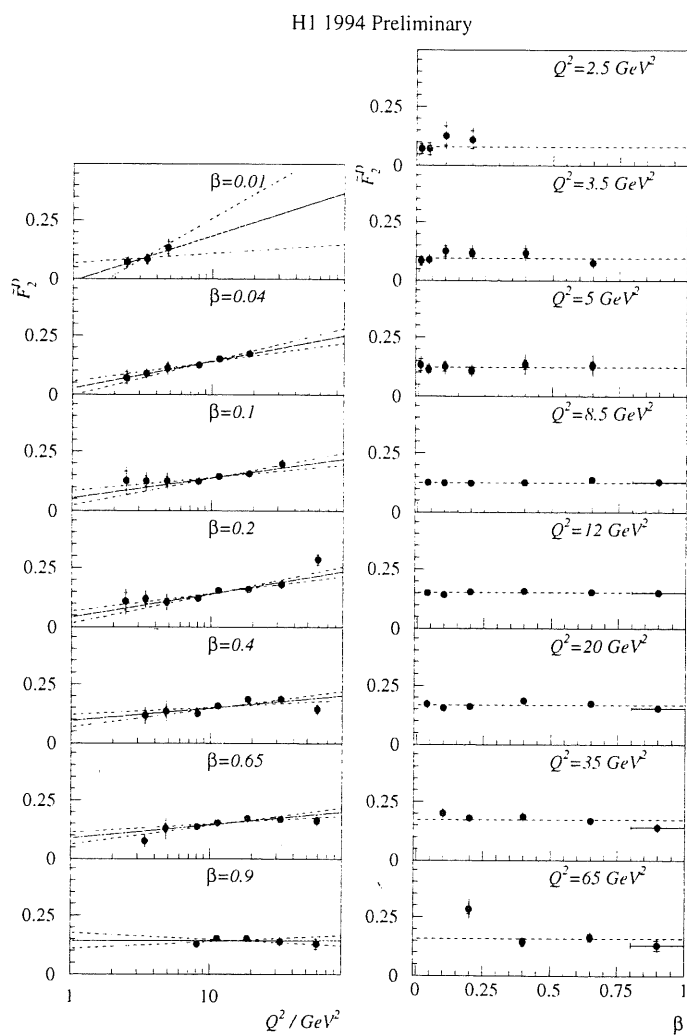
- een effectieve Pomeron exponent $n_P = 1.29 \pm 0.03 \pm 0.07$ ⁹
- een effectieve meson exponent $n_M = 0.3 \pm 0.3 \pm 0.6$.
- een bijhorende interferentie-term waarin de relatieve fase-factor arbitrair gelijk werd gesteld aan 45 graden. De resultaten veranderen niet significant indien men een andere fase-factor kiest (de resolutie van de beschikbare gegevens is niet groot genoeg om een duidelijk onderscheid te maken).

(waarin de exponent in de vorm $\frac{1}{x_P}$ voorkomt) is vereffend met de gegevens in figuur 1.11. In de figuur is het model met meerdere trajecten voorgesteld door een volle lijn terwijl de stippellijn het deel toont dat overeenkomt met de term voor de pomeron uitwisseling alleen. Zoals men kan waarnemen is de volledige bijdrage aan de voorspelde werkzame doorsnede bij lage x_P afkomstig van het pomeron-traject, terwijl de afwijkingen ten gevolge van het sub-dominante traject en de interferenties zichtbaar worden bij hogere (vanaf $x_P > 10^{-2}$) waarden.

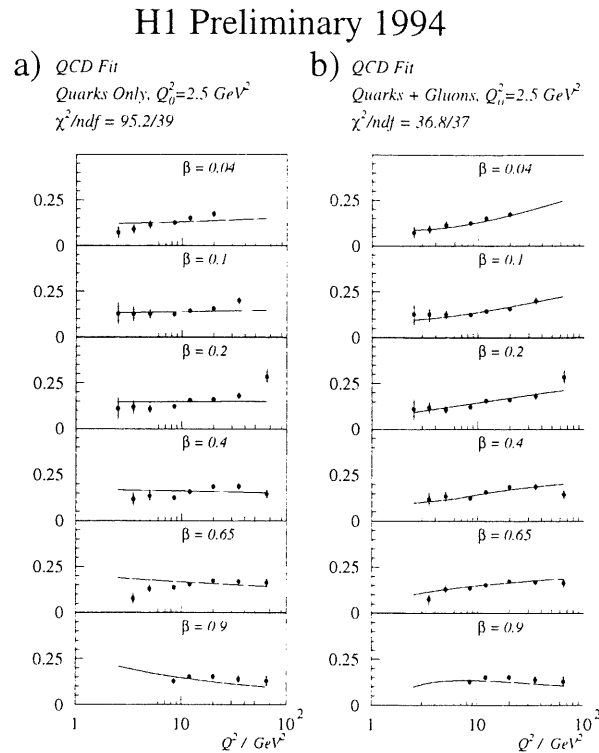
Met de gegevens van 1994 kan men ook opnieuw een meting doorvoeren van de 'pomeron structuurfunctie'¹⁰, zelf in functie van β en Q^2 . Het resultaat vindt men in figuur 1.12. Als 'structuurfunctie' hebben deze meetpunten wel een merkwaardig gedrag. Eerst en vooral merkt men een onafhankelijkheid van de structuurfunctie van β . Er zijn bijgevolg geen 'valentie' partonen. Een tweede merkwaardig punt is dat de afhankelijkheid van structuurfunctie van Q^2 een lichte stijging inhoudt, die over het gehele β interval aanwezig is. Indien er een

⁹ Wat opvalt is dat binnen de experimentele nauwkeurigheid, de 'pomeron exponent' niet meer in overeenstemming is met de waarde 1.08 die gevonden was in de compilatie van diffractieve hadron en hadron-foton interacties zoals uitgevoerd door Donnachie en Landshoff. Hoewel dit een on-opgelost probleem is, is een mogelijke suggestie het feit dat de beschouwde interacties in ons geval diep-inelastisch zijn terwijl bij diffractieve hadron en foto-produktie reacties de resolutie $Q^2 \approx 0$. Men suggereert dat de DIS meting van het pomeron eerder aanleiding zal geven tot een intercept zoals volgt uit BFKL. Dit omwille van het hoge oplossend vermogen van fotonen met hoge Q^2 , terwijl een aantal 'zachte' interacties in het geval van hadron en foto-produktie werkzame doorsneden die effectieve intercept omlaag halen tot 1.08.

¹⁰ Deze structuurfunctie is wat men bekomt indien men de flux-factor elimineert in $F_2^{D(3)}$. Dat kan gebeuren door gewoon $A(Q^2, \beta)$ te beschouwen als de structuurfunctie, of door over een gegeven interval in x_P te integreren, wat $\bar{F}_2^{D(3)}$ genoteerd wordt.



Figuur 1.12: De structuurfunctie van het pomeron zelf in functie van β en Q^2 .



Figuur 1.13: De structuurfunctie van het pomeron zelf wordt vereffend met een DGLAP evolutie die enkel quarks of een mengsel van quarks en gluonen toelaat bij $Q^2 = 2.5 \text{ GeV}^2$.

aanzienlijke fractie quarks in de structuur aanwezig zou zijn, zou men voor grotere β waarden een *daling* in functie van Q^2 verwachten: immers, bij grote Q^2 (hoge resolutie) verwacht men meer ‘kleine scherven’ (kleine β) en minder partonen die een groot deel van de impuls van het object dragen dan bij kleine Q^2 , waar deze harde partonen de kans niet hadden om opgelost te worden. Bijgevolg geeft de structuurfunctie van het pomeron de hint dat de inhoud sterk gluonisch is, en dat quarks met alle mogelijke impulsen afgesplitst worden op alle mogelijke resolutie-niveaus.

Men kan de structuurfunctie van het pomeron gebruiken om er de parton dichtheden uit te extraheren met behulp van de DGLAP vergelijkingen. In figuur 1.13 is enerzijds een initiële (bij $Q^2 = 2.5 \text{ GeV}^2$) zuivere quark inhoud vergeleken met anderzijds een mengsel van gluonen en quarks. Nadat men de DGLAP evolutie heeft toegepast en de voorspellingen heeft vergeleken met de meetpunten, blijkt dat de beste overeenkomst¹¹ wordt bereikt met een gluon-quark mengsel waarin een hoge fractie gluonen aanwezig is. Indien men naar het resultaat van de vereffening gaat kijken (figuur 1.14) ziet men dat bij lage Q^2 de gluon contributie bijna singulier wordt en men slechts een aanzienlijke quark bijdrage waarneemt bij vrij hoge Q^2 .

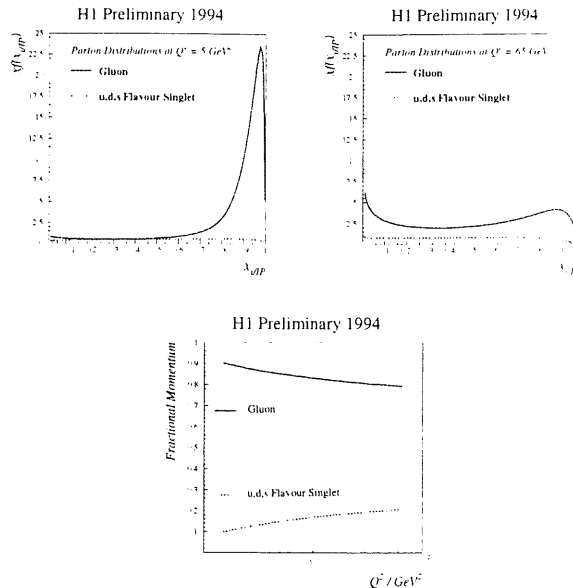
Uit het bovenstaande kan men besluiten dat in de mate men een partonische interpretatie aan het Pomeron traject kan geven, deze een hoge gluon inhoud bezit, die bovendien zo is, dat een gluon het grootste deel van de impuls draagt en de andere inhoud enkel maar zorgt voor kleur-neutraliteit.

1.6 Motivering van onze analyse.

In voorgaande secties werd aangetoond dat de inclusieve werkzame doorsnede van diffractieve interacties kan begrepen worden als de uitwisseling van het pomeron traject en van een subdominant Regge traject. Daarenboven geeft de analyse van de ‘pomeron structuur functie’ aan dat — in de mate dat aan het pomeron traject een partonische interpretatie kan gegeven worden — men zich kan verwachten aan een object dat bestaat uit een enkel hard gluon dat het grootste deel van de impuls draagt, samen met ‘zachte’ partonen (een gluon ?) die voor kleur-neutraliteit moeten zorgen. Dit alles werd afgeleid uit de inclusieve diffractieve werkzame doorsnede.

Men kan zich de vraag stellen of die partonische interpretatie kan gestaafd worden indien men de hadronische eind-toestand nauwkeuriger gaat analyseren. De eerste vraag die zich stelt, is: *zien we enige aanwijzing voor een hard partonisch proces ?* Indien het antwoord positief is, kan men zich een tweede vraag stellen: *in welke mate is de flux-factor afhankelijk van de ‘hardheid’ van dat partonische proces ?* Met andere woorden: in welke mate

¹¹De lijntjes die op figuur 1.12 werden getekend zijn gewoon het resultaat van een lineaire regressie zonder enige fysische inhoud.



Figuur 1.14: Resultaat van de DGLAP vereffening: de parton distributies in het Pomeron. De notatie $x_{i/P}$ is hetzelfde als de door ons ingevoerde β .

geeft de eind-toestand een aanwijzing voor de onafhankelijkheid van de entiteit die we een pomeron noemen: is de factorisatie van de flux een globaal effect dat zich enkel manifesteert voor de totale diffractieve werkzame doorsnede, of is het consistent met de andere extreme visie: dat die entiteit een onafhankelijk maar opgesloten hadronisch object¹² zou zijn, dat een eigen, onafhankelijke partonische structuur bezit.

We gaan bijgevolg op zoek naar een signatuur voor een hard proces in een hadronische eind-toestand. Een jet analyse lijkt voor de hand liggend maar gezien de relatief lage invariante massa van de eind-toestand (boven de 10 GeV neemt de beschikbare statistiek sterk af) moeilijk uitvoerbaar. We willen een grootte die gevoelig is voor de aanwezigheid van een hard sub-proces. We denken in de transverse impuls p_T op basis van een thrust analyse zo een geschikte grootte gevonden te hebben — in een volgende sectie gaan we uitgebreid in op de definitie van p_T . De flux-factor is bepaald door de Regge intercept $\alpha(0)$. Gezien de onmogelijkheid om t te meten, is de beste benadering $\langle \alpha(t) \rangle$. *Vandaar de basis-motivering voor deze thesis: hoe verloopt de Regge intercept (essentieel $\langle \alpha(t) \rangle$) in functie van p_T ?*

1.7 Thrust en p_T

1.7.1 Thrust

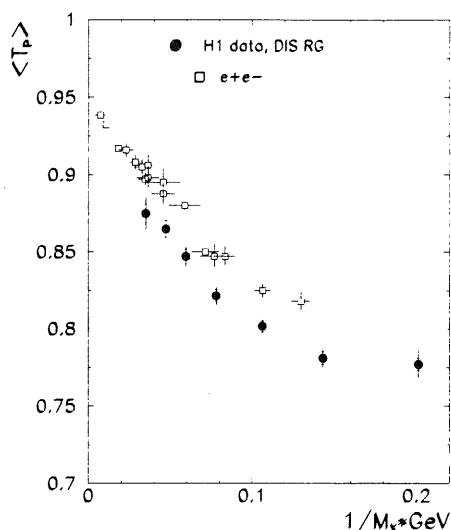
Thrust wordt gedefinieerd als:

$$T = \frac{\max_a (\sum_i |\mathbf{a} \cdot \mathbf{p}_i|)}{\sum_i |\mathbf{p}_i|} \quad (1.84)$$

Hierin is \mathbf{a} een eenheidsvector en zijn de \mathbf{p}_i de Euklidische 3-vectoren van de deeltjes-impulsen in de eind-toestand, zoals berekend in het massa-middelpunt van de beschouwde eind-toestand. De richting aangegeven door de vector \mathbf{a} die de uitdrukking voor T extremaliseert heet de *thrust as*. In appendix C en in [KV92] wordt dieper ingegaan op de eigenschappen van de grootte thrust. Indien de eind-toestand in de impuls-ruimte de vorm van een langgerekte ellipsoïde heeft dan heeft de thrust-as de neiging zich op te lijnen langs-heen de grote as van deze ellipsoïde. In het geval van een extreem langgerekte ellipsoïde benadert thrust dan de waarde 1. Indien de eind-toestand daarentegen een min of meer isotrope topologie heeft ligt de thrust-as om het even waar en is de waarde van de thrust in de buurt van 0.5. Thrust meet dus de 'langwerpigheid' van de topologie van de eind-toestand (op een schaal van 0.5 tot 1) en van zodra enige 'langwerpigheid' gevonden wordt lijkt de thrust as zich in die richting op.

Het voordeel van de definitie van thrust is dat T ongevoelig is aan een opsplitsing van een vector \mathbf{p}_i in meerdere co-lineaire vectoren $\mathbf{p}_i = \mathbf{p}_i^{(1)} + \mathbf{p}_i^{(2)}$ zolang $\mathbf{p}_i^{(j)} \approx \lambda_j \mathbf{p}_i$. Dit is belangrijk, want ten gevolge van de specifieke methode gebruikt bij de reconstructie van de eind-toestand is het mogelijk dat bovenstaande

¹²Zoals een alfa deeltje in een zware kern, met dat verschil dat het nooit kan vrijgemaakt worden?



Figuur 1.15: Vergelijking van de gemiddelde thrust in functie van $1/M_X$, voor het diffractieve staal zoals opgemeten door de H1 collaboratie met de bekomen gemiddelden in e^+e^- .

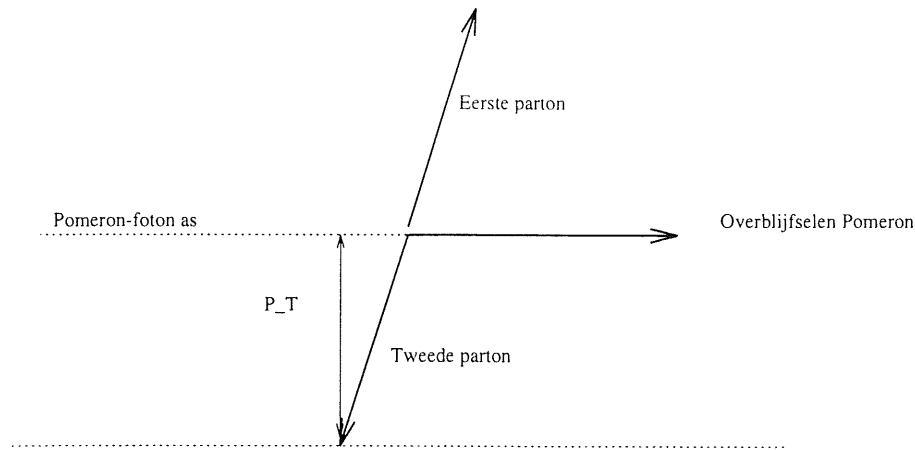
opsplitsingen zich voordoen. Andere variabelen die ook topologische grootheden meten (zoals sphericity) hebben die eigenschap niet.

In de analyse die in dit proefwerk wordt besproken zijn we vooral geïnteresseerd in de thrust as. De grootte thrust zelf beschrijft in welke mate die thrust-as een betekenis heeft. Men heeft de gemiddelde thrust tussen diffractieve gebeurtenissen met een gegeven invariante massa M_X in de eind-toestand in H1 (zwarte bolletjes) vergeleken met thrust in e^+e^- -botsingsexperimenten (open vierkantjes) bij dezelfde invariante massa in de eind-toestand \sqrt{s} zoals voorgesteld in figuur 1.15 ([VH96a], [VH96b]). Men ziet dat de thrust in functie van de reciproke waarde van de invariante massa van het systeem ($1/M_X$) een gelijkaardig verloop kent: bij kleine waarden van M_X heeft men een relatief kleine waarde van $T \approx 0.78$ en bij toenemende massa-centrum energie neemt de thrust toe. De toename van thrust wordt toegeschreven aan het toenemende belang van de jet-structuur ten gevolge van het onderliggende partonische proces ten opzichte van de willekeurige zijdelingse impulsen ten gevolge van niet-perturbatieve effecten in het hadronisatie-proces. Deze willekeurige zijdelingse impulsen veroorzaken een uitspreiding van de deeltjes ten opzichte van de as van het harde proces en verminderen T ongeveer proportioneel met $1/M_X$, gezien de totale impuls van de harde partonen proportioneel is met M_X terwijl de niet-perturbatieve zijdelingse impulsen grotendeels onafhankelijk zijn van M_X . Hoewel het algemene verloop van T in functie van \sqrt{s} of M_X in respectievelijk e^+e^- botsingen en diffractieve diep-inelastische gebeurtenissen in H1 vergelijkbaar is, neemt men niettemin waar dat de diffractieve gebeurtenissen systematisch een iets kleinere thrust bezitten. Dat wijst erop dat de thrust van de partonische eind-toestand van het onderliggende harde proces iets kleiner is in het geval van diffractieve DIS gebeurtenissen dan in het geval van e^+e^- botsingen. Ten gevolge van de gluon-inhoud van het pomeron is het bovenstaande begrijpelijk: de hogere gluon-inhoud geeft aanleiding tot QCD effecten zoals boson-gluon fusie die niet mogelijk zijn in het geval van e^+e^- botsingen. Deze effecten geven aanleiding tot de uitstraling van gluonen die de eind-toestand een minder cigaarvormige gedaante geeft, en bijgevolg een lagere $T_{\text{parton}} < 1$ tot gevolg hebben.

Dit suggereert twee dingen: ten eerste kent T een verloop dat begrijpbaar is als de gevolgen van enerzijds een perturbatief sub-proces en anderzijds een niet-perturbatief hadronisatie-proces. Dat wijst erop dat de thrust as zich in deze gevallen inderdaad op-lijnt met de gezochte as van het sub-proces. Anderzijds geeft deze analyse aan dat de lichte daling van T in het diffractieve staal gebeurtenissen ten opzichte van e^+e^- botsingen kan begrepen worden als het gevolg van QCD boson-gluon fusie processen, die natuurlijk voortvloeien uit de hoge gluon inhoud van het pomeron, wat een bevestiging inhoudt van de conclusies getrokken uit de analyse van de diffractieve structuurfunctie.

1.7.2 p_T in het kader van een interactie foton — pomeron.

Een thrust analyse op een gebeurtenis levert twee grootheden op, nl. een waarde voor T en een thrust as. In onze analyse gaan we gebruik maken van deze as: het is een methode om de richting van de uitgaande partonen na een eventueel hard proces terug te vinden. Als we die richting kennen is het mogelijk hieruit de transversale



Figuur 1.16: Behoud van transversale impuls indien men de Lorentz transformatie doorvoert van het γ - P systeem naar het (parton-1)-(parton-2) massa-centrum systeem.

impuls p_T gegenereerd in deze interactie af te leiden. Deze p_T is de grootte die ons een maat voor de 'hardheid' van het proces zal geven.

$$|\mathbf{p}_T| = p_T = |\mathbf{p}_a| \sin \theta_{a,P\gamma^*} \quad (1.85)$$

waarin \mathbf{p}_a de som van de 3-impulsen is in 1 hemisfeer volgens de thrust as (3-impulsen zoals berekend in het massa-centrum van de hadronische eind-toestand) en $\theta_{a,P\gamma^*}$ de hoek is (ook in het massa-centrum) tussen de thrust as en de as bepaald door het foton en het pomeron.

Een $q\bar{q}$ model van het pomeron waarbij een van beide partonen het virtuele foton volledig absorbeert maakt geen p_T mogelijk want de $(q\bar{q})_{na}$ as is gealigneerd met de $\gamma^*(q\bar{q})_{voor}$ as indien de $q\bar{q}$ toestand zelf geen belangrijke interne transversale impuls bezat. Indien we het pomeron voorstellen als een systeem van 2 gluonen, waarvan een gluon de interactie $g \rightarrow q\bar{q}$ ondergaat en het foton verstrooit aan een van beide quarks (foton-gluon fusie), dan ziet de eind-toestand op partonisch niveau er uit als $q\bar{q}g$. Dit is geïllustreerd in figuur 1.18 Naast de twee harde partonen is er dus nog een overblijfsel van de partonische structuur van het pomeron¹³.

Gezien transversale impuls niet verandert indien men een *boost* toepast van het γ^* -pomeron systeem naar het γ^* -parton systeem is deze p_T ook de juiste transversale impuls die in de reactie γ^* -parton $\rightarrow p_1 p_2$ is ontstaan. Met andere woorden, de 'thrust'- p_T is gelijk aan de transverse impuls die ontstaat in het harde partonische $2 \rightarrow 2$ proces, zoals aangegeven in figuur 1.16.

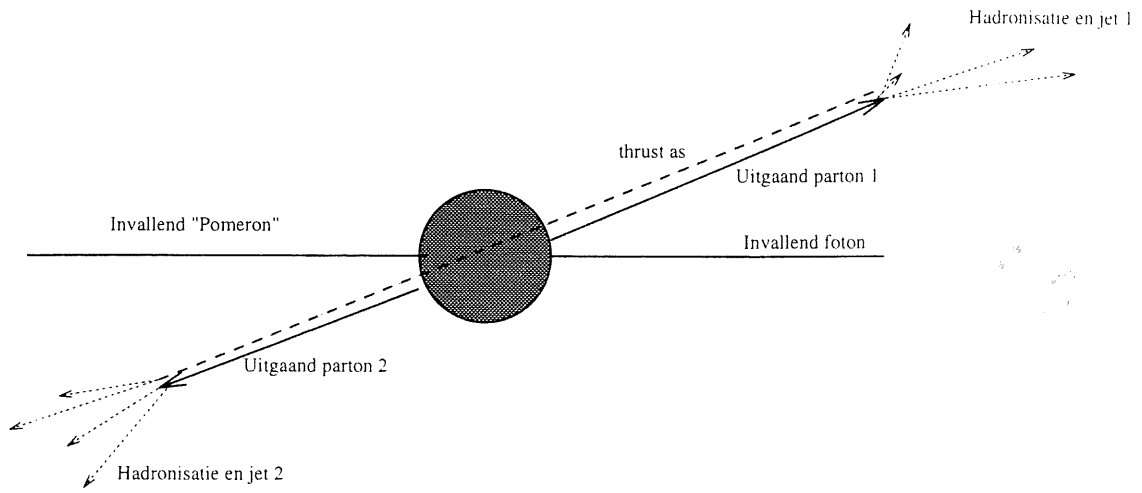
In figuur 1.21 wordt het resultaat getoond van de p_T verdeling in het diffractieve staal gebeurtenissen. Men heeft het staal opgesplitst in verschillende deel-stalen van M_X , en men neemt waar dat de vorm van de p_T verdeling niet afhankelijk is van M_X . Wat belangrijk is op te merken is dat de werkzame doorsnede in functie van p_T^2 relatief snel daalt: voorbij een p_T van $\pm 2 GeV$ verloopt dit als:

$$\frac{dN}{dp_T} \div \frac{1}{p_T^3} \quad (1.86)$$

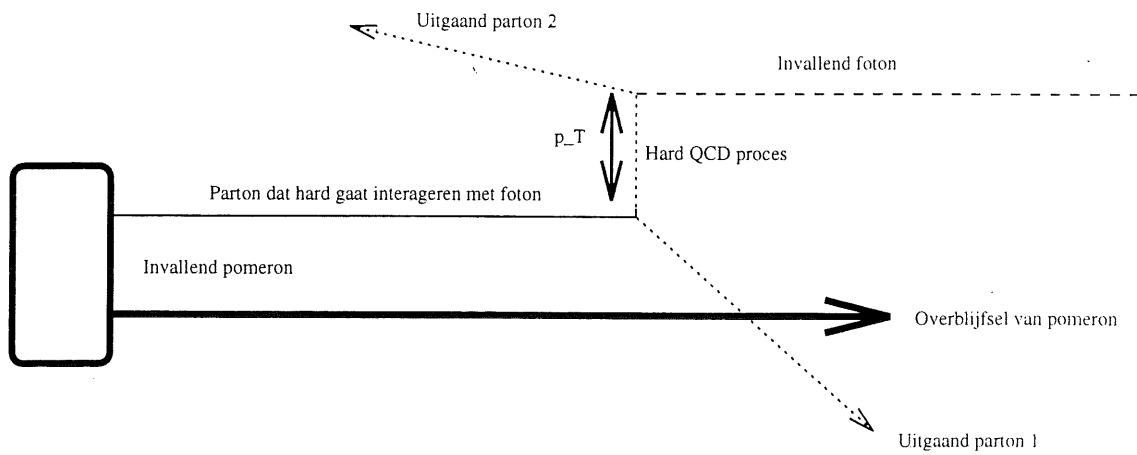
Deze toch wel vrij sterke daling van de werkzame doorsnede in functie van p_T maakt dat het in onze analyse niet mogelijk gaat zijn vrij hoge waarden van p_T te analyseren wegens een gebrek aan gebeurtenissen. Anderzijds is het zo dat de daling van p_T niet exponentieel is *wat erop wijst dat er wel degelijk sprake is van harde processen*. Het feit dat deze verdeling dezelfde is voor verschillende stalen van M_X , duidt erop dat deze machtswet wel degelijk het verloop van p_T beschrijft en geen gecumuleerd fase-ruimte effect¹⁴ is.

¹³Ook in dat geval geeft de thrust analyse ons meestal de juiste richting zolang overblijvende de pomeron fragmenten niet de dominante bijdrage bevat in de eind-toestand, zoals getoond in figuur 1.19. Inderdaad, beschouw de eind-toestand (op partonisch niveau) als zijnde beschreven door de vectoren a , b en c , zodat $|a| \geq |b| \geq |c|$. Het zijn de impuls 3-vectoren in het massa-centrum van q , \bar{q} en g . In zo een systeem is de thrust as altijd langs een van de drie vectoren a , b of c gelegen. Elke combinatie $\xi_a a + \xi_b b + \xi_c c$ met $\xi_i = \pm 1$ samen met de conditie $a + b + c = 0$ steeds een van de vectoren a , b of c opleveren (met mogelijke voor-factor): bijvoorbeeld: $a + b - c = a + b + c - c - c = -2c$. Gezien we aannemen dat de overblijfselen geen dominante bijdrage levert, is de thrust as gelegen volgens die vector die het verste van de 'pomeron overblijfselen' ligt. Indien de overblijfselen wel een dominante impuls bezitten, kan het zijn dat de thrust as zich niet langs-heen de uitgaande partonen op-lijnt (figuur 1.20)

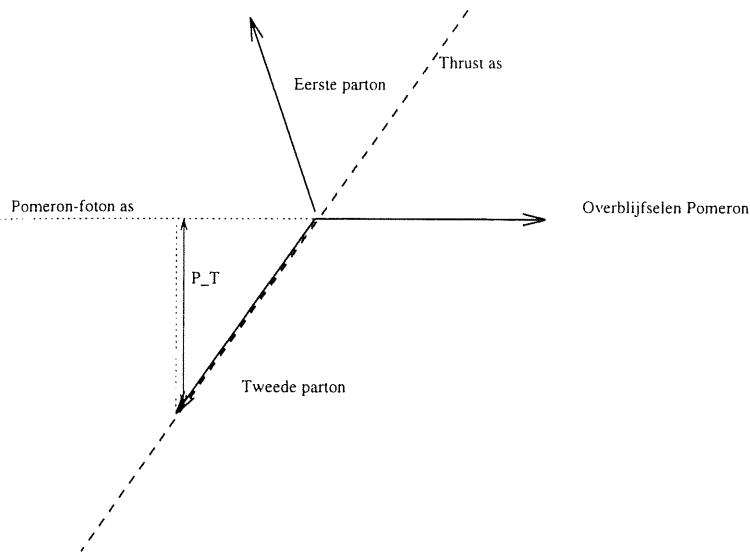
¹⁴Gezien p_T langs boven kinematisch begrensd is door een waarde van de orde van M_X , zou een over M_X geïntegreerde werkzame doorsnede het onderscheid niet kunnen maken tussen een intrinsieke p_T verdeling en een superpositie van kinematisch gevormde verdelingen die een effectieve machtsverdeling oplevert.



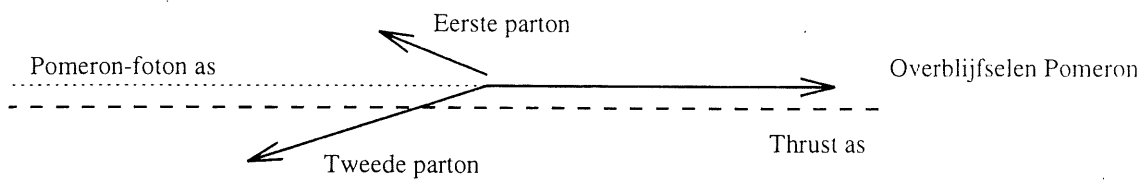
Figuur 1.17: Geïdealiseerde situatie waarbij het pomeron-foton systeem in 2 partonen uiteenvalt.



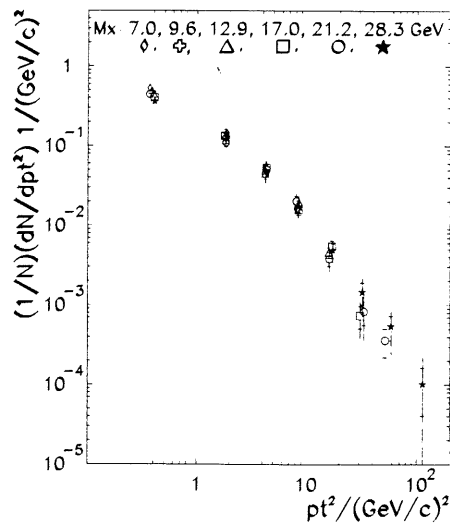
Figuur 1.18: Schetsmatige voorstelling van de oorsprong en rol van de Pomeron overblijfselen.



Figuur 1.19: De thrust as lijkt zich goed op.



Figuur 1.20: De thrust as lijkt zich 'verkeerd' op in het geval van een dominante impuls in de overblijfselen.



Figuur 1.21: Genormaliseerde p_T^2 verdeling voor verschillende M_X waarden.

1.8 RAPGAP

1.8.1 Inleiding

In het RAPGAP Monte Carlo model [Jun93] wordt de diffractieve interactie beschreven aan de hand van een kleurloos object (voor het gemak gewoon 'Pomeron' gedoopt) dat uitgewisseld wordt en een eigen partonische structuur bezit. Het object zelf komt binnen het proton met een zekere flux die enkel afhangt van enkele kinematische grootheden voor. Een van deze partonen ondergaat een hard verstrooiingsproces met het foton en hieruit wordt de resulterende eind-toestand op partonisch vlak afgeleid. De beschouwde partonische processen zijn:

- quark absorbeert virtueel foton (laagste orde, is eigenlijk geen 'hard' proces). Het interagerende parton moet een quark zijn.
- gluon foton fusie. Het interagerende parton moet een gluon zijn.
- QCD Compton verstrooiing. Het interagerende parton moet een quark zijn.

Hierna wordt een fragmentatie-schema gebruikt. Een fenomenologisch afgeregeld hadronisatie-model wordt vervolgens gebruikt om een hadronische eind-toestand te berekenen.

Een modificatie van het model heeft toegelaten niet-dominante meson uitwisseling naast het pomeron traject mogelijk te maken. Dat zal voor onze analyse van groot belang zijn.

1.8.2 Kinematica

Naast de reeds ingevoerde grootheden beschouwen we ook nog:

- \hat{s} , de massa-centrum energie (kwadraat) van het harde proces tussen het parton en het foton: $\hat{s} = (p_i + \gamma)^2$.
- ξ is de impuls fractie van het parton dat een harde interactie ondergaat. $\xi = x_B$ in het geval van foton absorptie, zo niet is $\xi > x_B$.
- \hat{t} is de Mandelstam veranderlijke t die hoort bij het harde proces. In het geval van foton absorptie is $\hat{t} = 0$.

Er bestaat volgende relatie (met verwaarlozing van de parton massa's):

$$\hat{s} = -Q^2 + \xi y_B s \quad (1.87)$$

We gaan werken met volgende *onafhankelijke* kinematische grootheden: ξ , y_B , Q^2 , t , x_P , \hat{t} . Deze grootheden karakteriseren volledig de fase-ruimte waarbinnen we het diffractieve proces op partonisch niveau willen bestuderen.

1.8.3 Basis-formule voor de partonische werkzame doorsnede.

Het RAPGAP model (in de versie waarin enkel een pomeron wordt uitgewisseld) maakt volgende aanname voor de werkzame doorsnede $ep \rightarrow e' \hat{X}$ waar \hat{X} de harde partonische 'eind-toestand' voorstelt na dewelke een fragmentatie en een hadronisatie-stap aangewend worden:

$$d\sigma(ep \rightarrow e' \hat{X}) = f_{p,P}(t, x_P) \cdot f_{i,P,p_i}(\xi, Q^2) \cdot h_{p_i}^i(\xi, y_B, Q^2, \hat{t}) d\xi \cdot dy_B \cdot dQ^2 \cdot dt \cdot dx_P \cdot d\hat{t} \quad (1.88)$$

Hierin zijn volgende symbolen gebruikt:

- $f_{p,P}(t, x_P)$ staat voor de Pomeron flux¹⁵:

$$f_{p,P}(t, x_P) = \frac{\beta^2(t)}{16\pi} x_P^{1-2\alpha(t)} \quad (1.89)$$

- $f_{P,p_i}(i, \xi, Q^2)$ staat voor de partonische inhoud van het pomeron, in dezelfde zin als de parton dichtheden werden ingevoerd bij de analyse van de diffractieve structuurfunctie. Hier heeft men de keuze: ofwel neemt men een fenomenologisch model¹⁶ aan ofwel gebruikt men uit een DGLAP evolutie berekende parton dichtheden uitgaande van een meting van $F_2^{D(3)}$.

¹⁵Er zijn verschillende hypothesen voor de functie $\beta(t)$ voorgesteld. Aangezien we steeds over t zullen integreren is dat niet erg belangrijk voor onze studie: $-t$ is steeds klein.

¹⁶In de eerste versies van RAPGAP had men nog geen beschikking over een experimenteel bepaalde partonische inhoud van het pomeron. Enkele ad hoc modellen waren beschikbaar:

- $h_{p_i}^j(\xi, y_B, Q^2, \hat{t})$ staat voor de differentiële werkzame doorsnede van het harde proces (zie verderop).
- i is de keuze van soort van parton binnen het pomeron waarmee geïnterageerd wordt.
- j staat voor de keuze van hard proces. Eigenlijk is dat slechts toepasbaar wanneer het gekozen parton een quark is: in dat geval moet men opteren tussen QCD Compton of gewone foton absorptie.

De harde processen die beschouwd worden, zijn:

- Gewone foton absorptie, met:

$$h_{p_i}^j = \frac{2\pi\alpha^2}{xQ^4} [1 + (1 - y_B)^2] \delta(\hat{t}) \quad (1.93)$$

- foton-gluon fusie:

$$h_{p_i}^j = \left(\left(1 - y - \frac{y^2}{2}\right) \frac{1}{yQ^2} - \frac{m_e y_B}{Q^4} \right) \frac{e_q^2 \alpha^2 \alpha_S}{(\hat{s} + Q^2)^2} \left(\frac{\hat{u}}{\hat{t}} + \frac{\hat{t}}{\hat{u}} - \frac{2\hat{s}Q^2}{\hat{u}\hat{t}} \right) \quad (1.94)$$

waarin de eerste factor tussen haakjes afkomstig is van de Weisacker-Williams foton flux benadering, en de laatste factor het gekwadraterde QCD matrix element is horende bij foton-gluon fusie.

- QCD-Compton verstrooiing:

$$h_{p_i}^j = \left(\left(1 - y - \frac{y^2}{2}\right) \frac{1}{yQ^2} - \frac{m_e y_B}{Q^4} \right) \frac{e_q^2 \alpha^2 \alpha_S}{(\hat{s} + Q^2)^2} \frac{16}{3} \left(-\frac{\hat{t}}{\hat{s}} - \frac{\hat{s}}{\hat{t}} + \frac{2\hat{u}Q^2}{\hat{s}\hat{t}} \right) \quad (1.95)$$

De twee verschillen met foton gluon fusie zitten in de kleur-factor $\frac{16}{3}$ en een permutatie in het matrix element van \hat{u} , \hat{t} en \hat{s} .

De grootheid \hat{p}_T is verbonden met \hat{t} op de volgende wijze:

$$p_T^2 = \frac{\hat{s}\hat{t}\hat{u}}{(\hat{s} + Q^2)^2} \approx \frac{-\hat{s}\hat{t}}{\hat{s} + Q^2} \quad (1.96)$$

1.8.4 Monte Carlo generatie.

Uiteindelijk hebben we een werkzame doorsnede van de gedaante:

$$d\sigma(ep \rightarrow e' \hat{X}) = \sum_i \sum_j F(\xi, y_B, Q^2, t, x_P, \hat{t}, i, j) d\xi \cdot dy_B \cdot dQ^2 \cdot dt \cdot dx_P \cdot d\hat{t} \quad (1.97)$$

Hierin loopt som i over de beschouwde partonen, en j over de daarbij horende mogelijke processen. Indien men deze differentiële werkzame doorsnede integreert over de volledige bereikbare fase-ruimte in ξ, y_B, Q^2, t, x_P en \hat{t} dan bekomt men de totale werkzame doorsnede:

$$\sigma(ep \rightarrow e' \hat{X})_{\text{tot}} = \int \int \int \int \int \int \sum_i \sum_j F(\xi, y_B, Q^2, t, x_P, \hat{t}, i, j) d\xi \cdot dy_B \cdot dQ^2 \cdot dt \cdot dx_P \cdot d\hat{t} \quad (1.98)$$

Na het doorvoeren van deze integratie kan men bijgevolg de kans-dichtheid berekenen:

$$\rho(\xi, y_B, Q^2, t, x_P, \hat{t}, i, j) = \frac{F(\xi, y_B, Q^2, t, x_P, \hat{t}, i, j)}{\sigma(ep \rightarrow e' \hat{X})_{\text{tot}}} \quad (1.99)$$

De simultane realisatie van deze kans-dichtheid wordt verwezenlijkt door een Monte Carlo techniek.

- een pomeron bestaande uit 2 quarks:

$$xq_0(x) = \frac{6}{4}x(1-x) \quad (1.90)$$

- of indien het pomeron bestaat uit 2 'gelijkwaardige' gluonen:

$$xG_0(x) = 6x(1-x) \quad (1.91)$$

- indien men een vergelijkbare gluon dichtheid aanneemt als in het proton zelf, eerder:

$$xG_0(x) = 6(1-x)^5 \quad (1.92)$$

1.8.5 Toevoegen van niet-dominante trajecten.

Nadat experimentele indicaties waren gevonden dat niet-dominante Regge trajecten toch een rol speelden, werd het model als volgt aangepast: in plaats van

$$d\sigma(ep \rightarrow e' \hat{X}) = f_{p,P}(t, x_P) \cdot f_{i,P,p_i}(\xi, Q^2) \cdot h_{p_i}^j(\xi, y_B, Q^2, \hat{t}) d\xi \cdot dy_B \cdot dQ^2 \cdot dt \cdot dx_P \cdot d\hat{t} \quad (1.100)$$

wordt dit nu vervangen door:

$$d\sigma(ep \rightarrow e' \hat{X}) = \left[\sum_U f_{p,U}(t, x_P) \cdot f_{i,U,p_i}(\xi, Q^2) \right] \cdot h_{p_i}^j(\xi, y_B, Q^2, \hat{t}) d\xi \cdot dy_B \cdot dQ^2 \cdot dt \cdot dx_P \cdot d\hat{t} \quad (1.101)$$

De uitdrukking $f_{p,P}(t, x_P) \cdot f_{i,P,p_i}(\xi, Q^2)$ wordt vervangen door $[\sum_U f_{p,U}(t, x_P) \cdot f_{i,U,p_i}(\xi, Q^2)]$, waar U een index is die loopt over 'Pomeron', 'Meson', etc..., $f_{p,U}(t, x_P)$ de Regge flux is van het bijhorende trajecten, $f_{i,U,p_i}(\xi, Q^2)$ de parton dichtheden zijn geassocieerd met de hadronische objecten die vereffend werden met de bijhorende trajecten.

De verdere behandeling is volledig identiek aan het eerder beschreven geval met zuivere pomeron uitwisseling. Merk op dat U geen extra Monte Carlo gegenereerde grootheid wordt. Het is na Monte Carlo generatie van een stel grootheden $i, j, \xi, y_B, Q^2, t, x_P$ en \hat{t} dus helemaal niet mogelijk uit te maken of dit nu een gebeurtenis is die overeen komt met de uitwisseling van een meson dan wel een pomeron. In zeker opzicht is dat een juiste attitude want het laat toe zonder teveel moeite interferentie-termen in te voeren, daar waar zulks nogal moeilijk zou vallen indien expliciet moet aangegeven worden welk het uitgewisselde deeltje is.

1.8.6 Gevolgen van sub-dominante trajecten voor factorisatie in p_T

In het geval er enkel pomeron uitwisseling is, behoudt RAPGAP de factorisatie in een pomeron flux, zelfs indien men verschillende eisen gaat opleggen aan p_T (die sterk verbonden is met \hat{t}). Inderdaad, een eis op \hat{t} beïnvloedt, via $h_{p_i}^j(\xi, y_B, Q^2, \hat{t})$, de verdelingen van ξ, y_B, Q^2 en indirect ook de keuze van i en j . De keuze van i op zijn beurt beïnvloedt via $f_{i,P,p_i}(\xi, Q^2)$ nog eens ξ en Q^2 , maar daar stopt de invloed. Bijgevolg blijft de afhankelijkheid van t en x_P steeds die die gegeven werd door de Regge flux factor $f_{p,P}(t, x_P)$.

Daarentegen, van zodra men sub-dominante trajecten invoert, beïnvloedt de keuze van \hat{t} — op dezelfde wijze als hierboven aangegeven — de keuze van i (dus van het interagerende parton). In $[\sum_U f_{p,U}(t, x_P) \cdot f_{i,U,p_i}(\xi, Q^2)]$ betekent dit deze keer echter dat een ander gewicht gegeven wordt aan de termen in de som en bijgevolg dat de ene of de andere Regge flux factor min of meer dominant gaat worden. Zo vereist een hoge p_T een relatief hoge \hat{t} en bijgevolg een hard QCD proces. Gezien gluonen enkel via een QCD proces interageren, terwijl quarks ook via het zeer lage \hat{t} proces van directe foton absorptie kunnen interageren, bevoordeligt een hoge p_T bijgevolg de aanwezigheid van gluonen. Indien het pomeron nu parton dichtheden heeft die zodanig zijn dat de gluon dichtheid veel hoger is dan gegeven door de parton dichtheden van het meson, dan selecteert een hoge p_T bijgevolg een mengsel waarin een hogere verhouding aan pomeron aanwezig is dan normaal. De effectieve Regge flux zal dus meer op een pomeron flux lijken bij hoge p_T , en meer op een meson flux bij lage p_T , in vergelijking met het de effectieve flux van het totale staal (integratie over p_T).

Hoofdstuk 2

De experimentele opstelling.

2.1 Inleiding

Het Deutsches Elektronen SYNchrotron (DESY) is een nationaal onderzoekscentrum van de Duitse Bondsrepubliek. In 1984 werd aangevangen met de (internationale) bouw van de HERA (Hadron-Elektron-Ring-Anlage) versneller, die eigenlijk uit 2 totaal verschillende machines bestaat: een proton versneller en een elektron versneller. Vanaf 1988 werden de eerste 2 HERA experimenten geassembleerd: H1 en ZEUS. De eerste proton-elektron botsingen werden in 1992 door beide collaboraties waargenomen.

Een Belgische ploeg, verenigd via het IIHE (Interuniversitair Instituut voor Hoge Energieën) en bestaande uit vorsers van de UIA (Universitaire Instelling Antwerpen), ULB (Université Libre de Bruxelles) en de VUB (Vrije Universiteit Brussel) neemt sinds de tweede helft van de jaren '80 deel aan het H1-experiment. De bijdragen zijn: de bouw van een detector element, de COP (Central Outer Proportional Chamber – voor een beschrijving zie sectie 2.4.2), de bouw van de uitlees-electronica van het geheel van proportionele kamers (ook de CIP, FPC en BPC) evenals de uitlezing van enkele andere detectoren zoals de VETO walls, de constructie van de programmatuur die deze electronica bestuurt, een financiële bijdrage bij de bouw van de voorwaartse proton spectrometer evenals een deel van het off-line programmeer-werk dat daarmee gepaard gaat (zie hoofdstuk 3) en een bijdrage bij de uitvoering van Monte-Carlo simulaties. Daarnaast draagt iedereen ook bij tot de gegevens-analyse op verschillende vlakken (voornamelijk de proton structuurfunctie en studie van diffractieve processen).

2.2 HERA

2.2.1 De HERA versneller

De HERA versnellers [Wii89] zijn een staaltje van accelerator-technologie: er werd een super-geleidende proton-versneller gebruikt, en voor de eerste maal botsten verschillende soorten ¹ deeltjes op elkaar in een 'collider'. Dat laatste aspect is heel belangrijk. Diep-inelastische verstrooiing van leptonen aan hadronen was tot nu toe enkel mogelijk in experimenten met een vast doel. Het gebruik van 2 bundels maakte het plots mogelijk de massa-centrum energie van deze reacties met bijna 2 ordes van grootte te laten toenemen. Gezien de verschillen in massa tussen de versnelde elektronen of positronen enerzijds, en de protonen anderzijds was het noodzakelijk 2 volledig gescheiden versnellers te bouwen: een voor de leptonen, die een nominale energie van 30 GeV zou moeten bereiken, en een voor de protonen, die een nominale energie van 820 GeV heeft. De twee versnellers zijn gebouwd in een circulaire tunnel met een omtrek van ongeveer 6300 meter. De vorm is eigenlijk geen zuivere cirkel maar een 'vierkant met afgeronde hoeken' bestaande uit 4 rechte stukken van 360 meter, en 4 kwart-cirkel bogen met een kromte-straal van 797 meter. Om de versnelde protonen op hun baan te houden vereist dit een magnetisch veld van 4.6 Tesla, vandaar dat geopteerd is voor super-geleidende magneten. Het veld nodig in de elektron ring is zoveel zwakker (ongeveer 0.2 Tesla) dat conventionele magneten volstaan. Er zijn 4 locaties langs-heen de ring waar experimenten kunnen uitgevoerd worden. In het noorden staat het H1 experiment opgesteld, in het oosten HERMES, in het zuiden ZEUS en in het westen HERA-B. De nominale bundel-structuur bestaat uit 210 gelijkmatig verdeelde pakketjes deeltjes langs-heen de ring. Dat maakt dat pakketjes botsen met een periode van ongeveer 96 nanoseconden. Nominaal bestaat een bundel uit $2 \cdot 10^{13}$ protonen en $8 \cdot 10^{12}$ elektronen, wat samen met de focalisatie-precisie een luminositeit van $1.510^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ moet opleveren. De synchrotron straling van

¹ Alle botsingsmachines ('colliders') tot aan de constructie van HERA lieten oftewel gelijke deeltjes botsen ofwel deeltjes-anti-deeltjes paren, wat maakt dat de twee acceleratoren identiek zijn en (in het geval van deeltjes-anti-deeltjes botsingen) zelfs fysisch een en dezelfde machine zijn.

de elektron bundel is zo intens dat een continue vermogen van 13 MW als RF in de super-geleidende niobium caviteiten moet worden gepompt om de bundel op zijn nominale energie te houden. In 1994 (het jaar waarin de gegevens werden genomen die in deze verhandeling zijn gebruikt) was de situatie de volgende: 153 pakketjes werden daadwerkelijk in botsing gebracht. De gemiddelde luminositeit bedroeg $1.410^{30} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$. De energieën bedroegen 820 GeV voor de proton bundel (nominale) en 27.55 GeV voor de positron bundel (10 procent onder de nominale waarde). Aanvankelijk was HERA ontworpen om *elektron*-proton botsingen te realiseren en tot half 1994 werden inderdaad ook elektronen gebruikt. Men heeft echter vastgesteld dat de negatieve ruimte-lading van de elektron-bundel de anionen aantrok die gebruikt werden in de ion-ultravacuüm pompen. Die anionen kwamen in botsing met de bundel en reduceerden de bundel-kwaliteit aanzienlijk. Gezien de contaminatie van kationen veel kleiner is dan van anionen (ten gevolge van het werkingsprincipe van die pompen) is een positronen-bundel veel ongevoeliger voor dit effect daar zijn ruimte-lading anionen *afstoot*. De kwaliteit van de bundel en de bereikbare luminositeit bleek dus veel groter te zijn in het geval van een positron bundel dan in het geval van een elektron bundel. Vandaar dat men sinds midden 1994 enkel nog positron² bundels gebruikt in HERA.

2.2.2 Voor-versnellers

De HERA versnellers zelf kunnen geen deeltjes vanuit rust versnellen, maar moeten gevoed worden met behulp van bundels deeltjes die reeds een behoorlijke energie hebben. Deze bundels worden voorbereid in een heel circuit van andere acceleratoren. Sommige van deze versnellers zijn oude versnellers die een tweede leven krijgen als voor-versneller, anderen zijn specifiek voor HERA gebouwd. We overlopen het lijstje:

LINAC II Een lineaire elektron/positron versneller van 70 m lengte, die leptonen vanuit rust tot 450 MeV kan versnellen.

LINAC III een lineaire protonen-versneller van 32 meter die protonen vanuit rust tot 50 MeV versnelt.

PIA een kleine elektron/positron opslag-ring van 29 m diameter.

DESY II een circulair elektron/positron synchrotron van 293 meter die de leptonen, afkomstig uit PIA kan versnellen tot 8 GeV.

DESY III een circulair proton synchrotron van 317 meter die protonen afkomstig van de LINAC III kan versnellen tot 7.5 GeV.

PETRA II een circulair elektron/positron *en* proton synchrotron van 2304 meter omtrek dat leptonen tot 12 GeV en protonen tot 40 GeV kan versnellen.

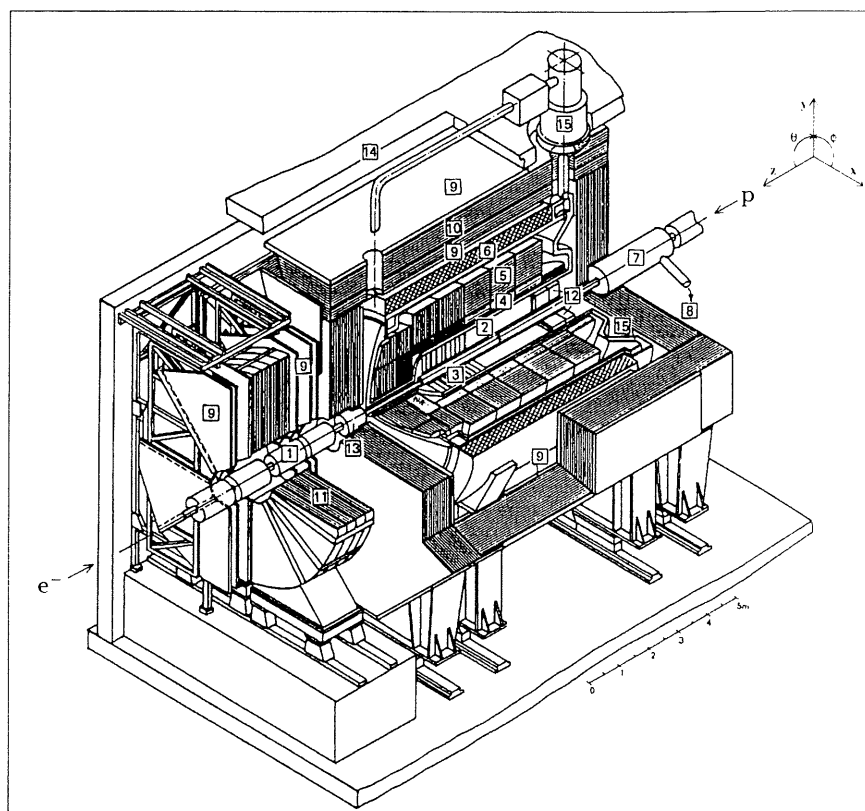
De positronen worden in de LINAC II versneld en opgeslagen in PIA bij 450 MeV, tot een zekere hoeveelheid deeltjes is geaccumuleerd die een pakket kunnen uitmaken. Als er genoeg deeltjes verzameld zijn transfereert men de deeltjes naar DESY II, versnelt ze tot 8 GeV en worden als een pakketje in PETRA II geïnjecteerd. PETRA II functioneert op dat ogenblik als opslag-ring, tot er 70 pakketjes in opgeslagen zijn. Dan versnelt PETRA II deze pakketjes tot 12 GeV en injecteert ze in HERA. In principe zijn 3 zulke cycli nodig om de lepton versneller van HERA volledig te vullen met 210 pakketjes.

Negatief geladen waterstof-ionen worden in LINAC III tot 50 MeV versneld en van hun elektronen ontdaan. De aldus bekomen proton-bundel wordt in DESY III opgeslagen. Op dezelfde wijze als bij de leptonen accumuleert men voldoende deeltjes om ze dan gezamenlijk te accelereren tot 8 GeV en als pakketjes in PETRA II te injecteren. Indien er 70 pakketjes in PETRA II zijn opgeslagen, worden ze gezamenlijk tot 40 GeV versneld en in HERA geïnjecteerd. Drie zulke cycli volstaan om HERA volledig te vullen met protonen.

2.3 Overzicht van de H1 detector.

De H1 detector is een hybride detector met quasi-volledige angulaire bedekking. Enkel de bundel-pijp laat 2 openingen langs waar deeltjes ongemerkt kunnen ontsnappen. In wat volgt geven we een overzicht van de H1 detector met de nadruk op de voor onze analyse belangrijke detector elementen. Veel uitvoeriger informatie kan gevonden worden in [Col97b] en [Col]. De H1 detector heeft een longitudinale asymmetrie die opgelegd is door de asymmetrie van de botsingen (820 GeV protonen met 27.5 GeV leptonen). De H1 detector bestaat grotendeels uit een centraal hybride detector-systeem met afmetingen van $12m \times 10m \times 15m$ en een gewicht van ongeveer 2800 ton. Daarnaast bevinden zich extra detector-elementen langs-heen de bundel-pijpen. Al deze detectie-systemen zijn volledig elektronisch bestuurd, en worden ook vol-automatisch elektronisch uitgelezen.

²Merk op dat alle polariteiten van de magneten in de lepton versneller dienden te worden omgewisseld.



- | | |
|-----------------------------------|---|
| 1 Beam pipe and beam magnets | 9 Muon chambers |
| 2 Central tracking device | 10 Instrumented iron yoke |
| 3 Forward tracking device | 11 Forward muon toroid |
| 4 Electromagnetic LAr calorimeter | 12 Backw. electromagn. calorimeter (BEMC) |
| 5 Hadronic LAr calorimeter | 13 PLUG calorimeter |
| 6 Superconducting coil (1.15 T) | 14 Concrete shielding |
| 7 Compensating magnet | 15 Liquid argon cryostat |
| 8 Helium supply for 7 | |

Figuur 2.1: Overzicht van de centrale H1 detector.

In het geheel zijn er zo een 270.000 informatie-kanalen uit te lezen. De electronica die dit alles realiseert is bijgevolg een vrij uitgebreid en complex systeem.

De centrale H1-detector is voorgesteld in perspectief in figuur 2.1. In de dwarsdoorsnede voorstelling is het juk in 'open' toestand. De cilindrische ruimte rondom het interactie-punt wordt opgevuld door de sporen-kamers (2 en 3). Rond deze sporen-kamers bevinden zich de calorimeters (4 en 5). Dit alles bevindt zich in een super-geleidende spoel (6) die moet zorgen voor een homogeen magneet-veld van 1.4 Tesla. Het geheel wordt afgesloten met een ijzeren juk (10) dat hoofdzakelijk dient om de magnetische veldlijnen te sluiten, maar waarin zich ook detectoren bevinden met de dubbele taak van bijkomende hadron calorimeter en muon detector. De gehele detector zit in een betonnen afscherming (14). Aan de voor- en achterkant zijn respectievelijk twee extra calorimeters opgesteld: de PLUG (13) en de BEMC (12). Aan de voorkant (in de zin van de proton-bundel) is ook een torroïdale conventionele magneet opgesteld (11) die muonen die in de voorwaartse richting gaan moet afbuigen en opmeten. Figuur 2.2 en figuur 2.3 geven respectievelijk een lengte-doorsnede en een dwarse doorsnede weer van het centrale deel van de H1-detector.

De luminositeitsdetector van H1 bestaat uit 2 aparte detectie-elementen: een elektron detector en een foton detector. Op 33.4 meter van het interactie-punt in achterwaartse richting staat de elektron detector opgesteld. Op 102.9 meter in achterwaartse richting staat de foton detector opgesteld.

Op 26 meter in voorwaartse richting bevindt er zich de zogenaamde 'proton remnant tagger'. Hij bestaat uit een systeem van scintillatie detectoren die een domein van $60\text{cm} \times 60\text{cm}$ opspannen rondom de bundel-pijp.

Een aantal scintillatoren zijn op verschillende plaatsen opgesteld om de tijden te meten waarop deeltjes waargenomen werden. Deze tijdsmetingen laten toe om bepaalde soorten achtergrond-gebeurtenissen te weren.

2.4 Sporen-kamers

Het geheel van systemen dat sporen-metingen uitvoert is op te delen in 2 grote onderdelen: de voorwaartse sporen-kamers en de centrale sporen-kamers. Daarnaast is er nog een volledig los-staande sporen-kamer in het achterwaartse deel van de detector: de BPC, een proportionele draden-kamer. Het geheel (voorwaartse en centrale) sporen-kamers is geïllustreerd in figuur 2.4.

Het centrale deel bestaat uit cilindrische detectie-volumes, die van binnen naar buiten de volgende namen krijgen: CIP³, CIZ⁴, CJC1⁵, COZ⁶, COP⁷, CJC2⁸. CIP en COP ([ea90]) zijn proportionele draden-kamers. Eigenlijk zijn ze in de eerste plaats trigger-kamers die heel snel een ruwe topologie van een gebeurtenis moeten vaststellen. Men kan de informatie echter ook aanwenden als extra positie-bepaling van sporen van geladen deeltjes. CIZ en COZ zijn drift-kamers waarin de draden in cirkels rondom de z -as liggen en dus vooral een goede resolutie in de z -richting (en in radiale richting) hebben. CJC1 en CJC2 zijn drift-kamers waarin de draden parallel met de z -as lopen, en bijgevolg hun beste resolutie in het transversale vlak hebben.

Het voorwaartse deel bestaat uit drie identieke 'super-modules' die in de z -richting achter elkaar voorkomen. Elke super-module bestaat uit 4 onderdelen: een 'radiale' drift-kamer, en 'planaire' drift-kamer, een transitie-stralingsselement⁹ en een proportionele draden-kamer.

2.4.1 Drift-kamers

De belangrijkste sporen-kamers zijn de zogenaamde 'drift-kamers': CJC1, CJC2, COZ, CIZ en de voorwaartse radiale en planaire drift-kamers. Het principe van een drift-kamer is het volgende: binnen een zeker gecontroleerd volume gas wordt een vrij uniform elektrisch veld aangelegd met behulp van draden en geleidende strips. In een relatief klein volume buigen de elektrische veldlijnen af om zich te concentreren op een zogenaamde anode-draad die onder een hoge, positieve spanning staat. Geladen deeltjes die doorheen het gecontroleerde volume vliegen kunnen gas-moleculen ioniseren. De elektronen die hierbij vrijgemaakt worden driften aan constante snelheid naar de anode-draad toe, alwaar een gecontroleerd lawine effect met ladingsversterking optreedt. Indien men de nominale tijd kent waarop het geladen deeltje doorheen de kamer is gevlogen, en indien men de aankomst-tijd van de lading op de draad kan meten, dan kan men (uit de kennis van de drift-snelheid) berekenen op welke afstand van de draad de ionisatie zich heeft voorgedaan. Aldus kent men de afstand *loodrecht op de draad* gemeten van een punt op de baan van het deeltje. De lading die op de draad werd gedeponeerd verplaatst zich in de 2 richtingen op de draad. Men kan aantonen dat de respectievelijke ladingen die uiteindelijk aan de 2

³ Central Inner Proportional Chamber

⁴ Central Inner Z-Chamber

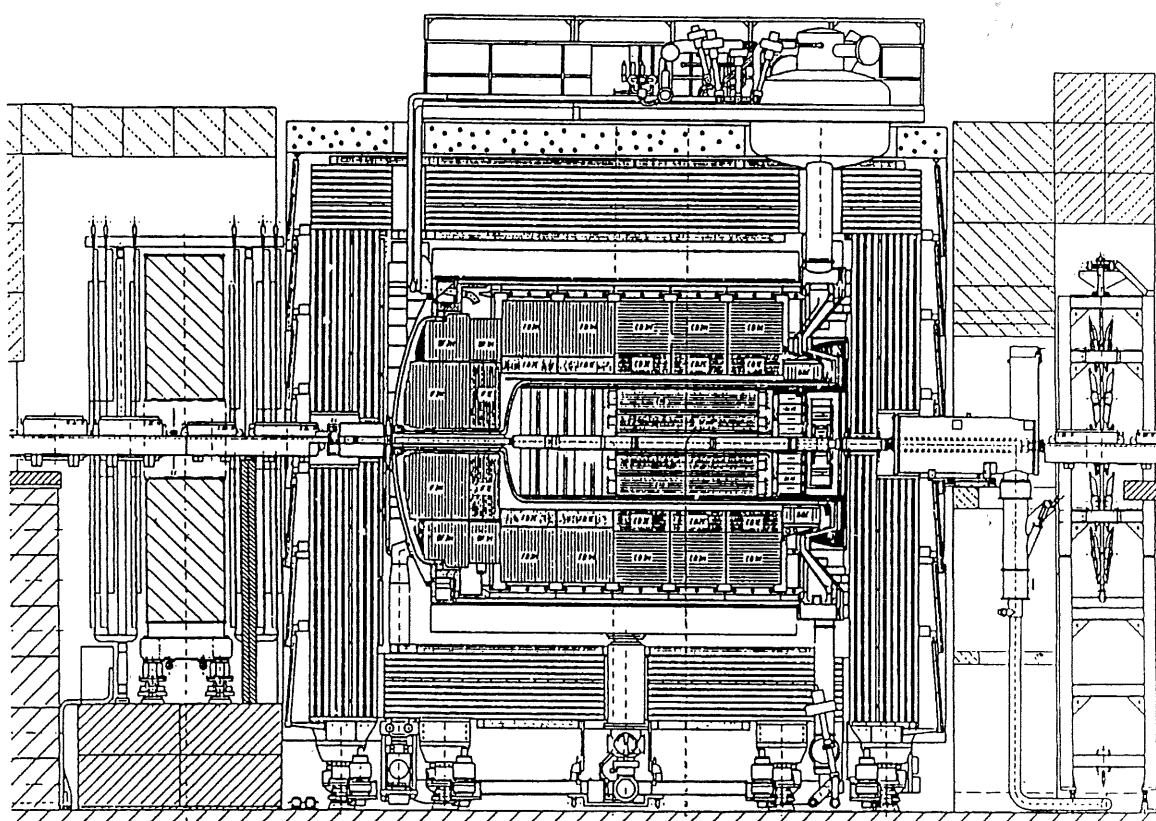
⁵ Central Jet Chamber 1

⁶ Central Outer Z-Chamber

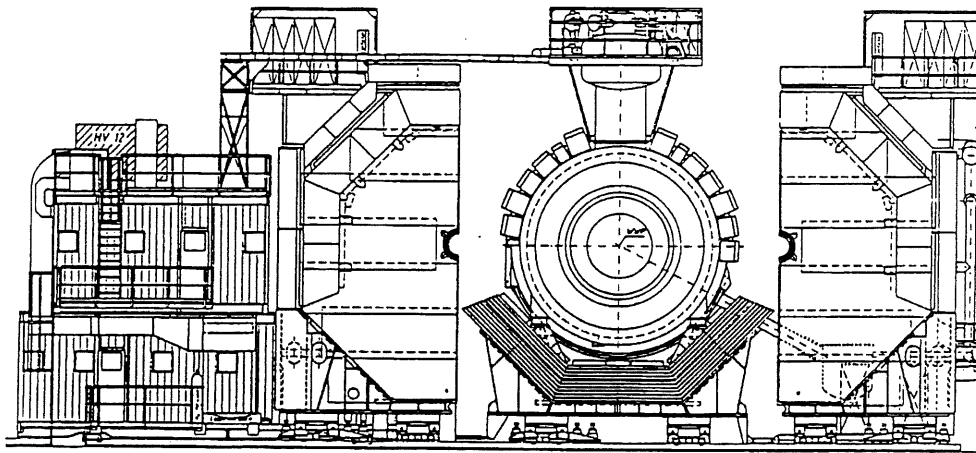
⁷ Central Outer Proportional Chamber

⁸ Central Jet Chamber 2.

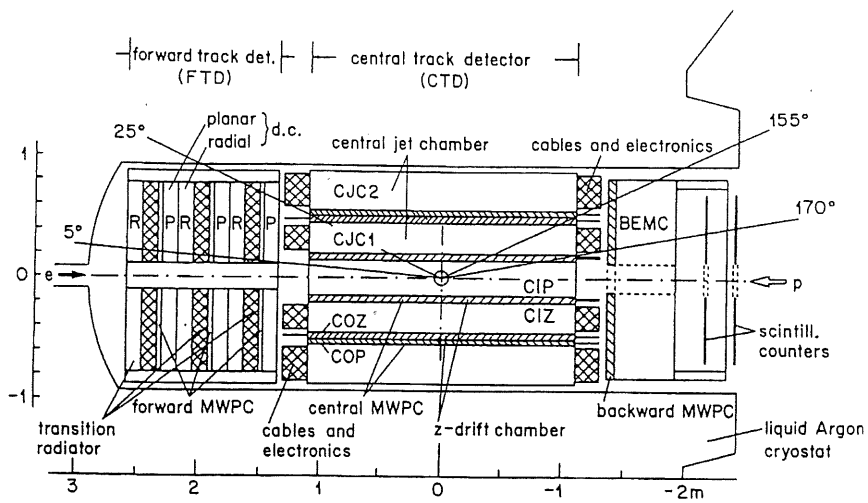
⁹ Niet-funktioneel



Figuur 2.2: Doorsnede in de lengte van de centrale H1 detector.



Figuur 2.3: Dwarsdoorsnede van de centrale H1 detector.



Figuur 2.4: De sporen-kamers.

uiteinden van de draad verzameld worden omgekeerd evenredig zijn met de afstand van dat uiteinde tot het punt waar de lading op de draad werd gedeponneerd. Indien men bijgevolg de anode-draden aan beide zijden uitleest, kan men uit de relatieve puls-hoogten berekenen waar *langs-heen de draad* de ladingsdepositie heeft plaatsgevonden. De uitlezing van de *drift-kamers* gebeurt met FADC 'flash ADC F1001' schakelingen die op 8 bit bemonsteren aan 104 MHz. Dat laat toe schattingen te maken van de aankomst-tijden van de ladingen op de anode-draden met een resolutie van de orde van een paar nanoseconden. De drift-snelheden in de kamers is van de orde van 50 km/s, zodat de tijdsresolutie overeenkomt met een spaciale resolutie van de orde van (een paar) 100 micrometer in de drift-richting. De precisie in de richting van de draad zelf is van de orde van een paar percent van de draad-lengte (wordt bepaald door ladingspartitie) wat meestal een slechtere spaciale resolutie is dan in de drift-richting. Het feit dat pakketjes elkaar opvolgen met een periode van 96 nanoseconden impliceert ook dat de langste drift-afstanden in de drift-kamers van de orde van 5 cm moeten zijn, indien men geen overlappingsen wil tussen sporen ten gevolge van botsingen in opeenvolgende pakketjes.

2.4.2 Proportionele draden-kamers.

De bedoeling van de proportionele kamers (COP, CIP, FPC en BPC, hoewel die anders wordt uitgelezen, zie verder) is om heel snel te bepalen of de geladen sporen afkomstig zijn van een interactie-vertex binnen in dat deel van de bundel-pijp waar men verwacht dat de lepton-proton botsingen zich gaan voordoen, om aldus snel tot een beslissing (trigger) kunnen te komen of de gebeurtenis potentieel interessant is of niet. De proportionele draden-kamers in het voorwaartse en centrale deel worden niet via de anode-draden uitgelezen, maar wel via relatief grote capaciteef gekoppelde pads. De kamers worden ook meerlagig uitgevoerd om via coïncidentie-schakelingen de achtergronden te verminderen. Alle combinaties van inpakten in de proportionele kamers die mogelijk van 1 spoor afkomstig zijn worden samen genomen. Van dat potentiële spoor wordt het dichtste punt op de z -as berekend. Een histogram wordt opgesteld met al deze z -waarden (binnen het interval van plausibele z waarden voor de actuele interactie). Indien dat histogram een duidelijk maximum vertoont wordt aangenomen dat er inderdaad een topologie mogelijk is waarbij alle deeltjes vanaf 1 interactie-punt afkomstig zijn. Indien dat histogram geen uitgesproken piek vertoont neemt men aan dat dit niet het geval is. Een voorbeeld van zulk een histogram, samen met een blok-diagramma van de gegevens-stroom horende bij deze trigger is aangegeven in figuur 2.5.

2.4.3 Voorwaartse sporen-kamers.

De structuur van de voorwaartse sporen-detector is aangegeven in figuur 2.6.

De *radiale drift-kamers* bestaan uit 48 radiale wigvormige modules die elk dus 7.5 graden van de totale omtrek voor hun rekening nemen. Binnen zo'n wig zijn 12 anode-draden in z -richting gespannen.

De *planaire drift-kamers* bestaan uit 3 modules (in de z richting). Elke module op zich bevat 32 sub-modules die parallel in een vlak liggen. Elke sub-modules bestaat uit 4 parallelle anode-draden (in de z richting). De 3 modules zelf zijn onderling zo geroteerd dat de sub-modules (en dus de anode-draden) in de aparte modules hoeken vormen van 60 graden.

De *voorwaartse proportionele draden-kamers* bevatten twee deel-kamers (in de z richting). De deel-kamers zelf zijn proportionele kamers met kathode-pad uitlezing (de kathode-pads zijn capaciteef gekoppeld met de anode-draden op dewelke een lading gedeponneerd wordt). In een deel-kamer zijn alle draden parallel gespannen, maar de pads zijn opgedeeld in 8 sectoren. Elke sector bevat 24 pads: vanaf de z -as gerekend heeft men eerst 16 pads die de ganse sector (in ϕ) bestrijken, gevolgd door 4 keer twee pads (m.a.w. elke pad bestrijkt slechts de helft van sector in ϕ). De twee deel-kamers zijn gedraaid ten opzichte van elkaar over de hoek van een halve sector (7.5 graden).

2.4.4 Centrale sporen-kamers.

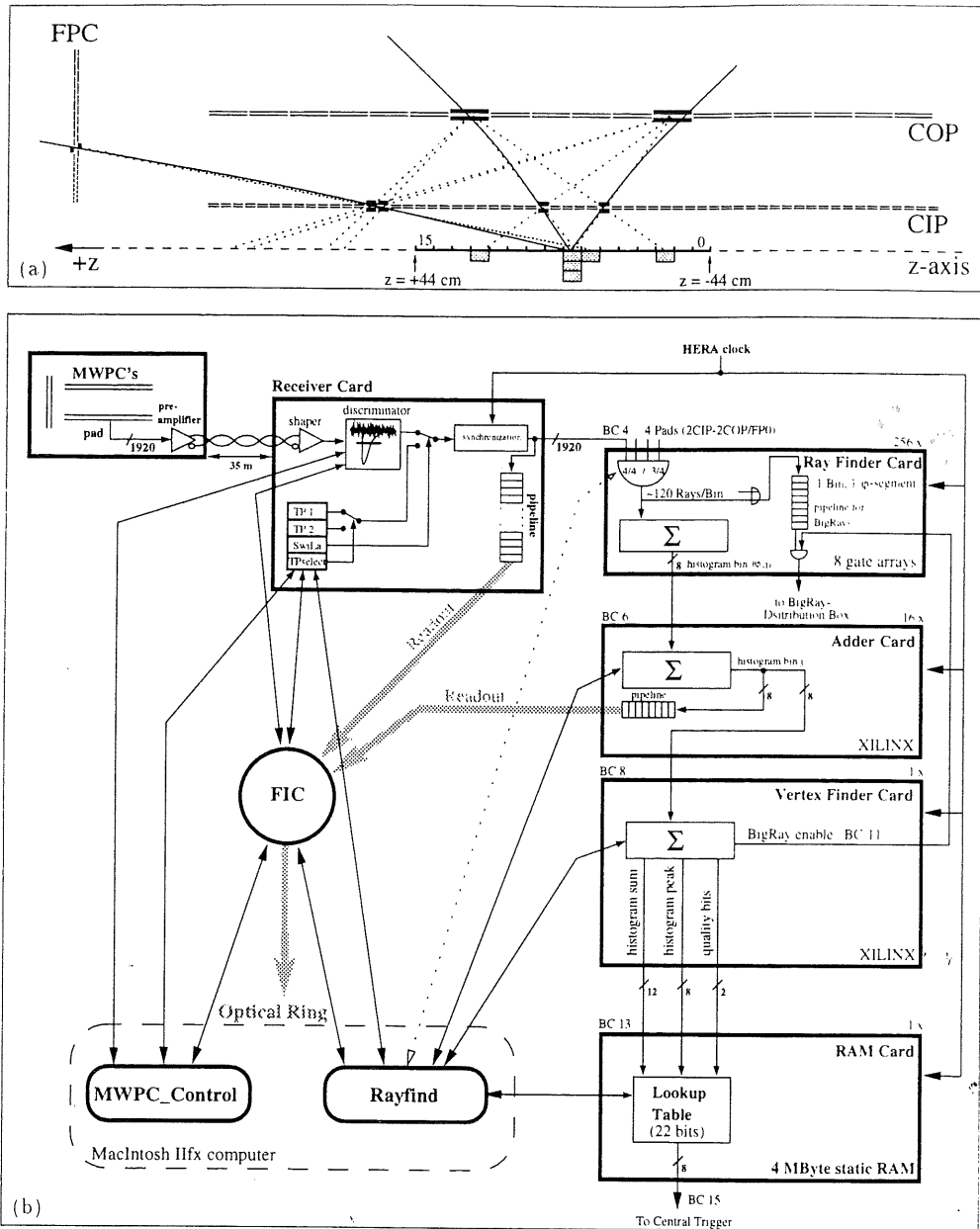
De centrale sporen-detector is geschetst in een dwarse doorsnede in figuur 2.7.

De proportionele draden-kamers CIP en COP¹⁰ bestaan elk uit 2 cilindrische volumes (deel-kamers). Elke deel-kamer bevat een aantal pads (segmentatie in z en ϕ) die capaciteef gekoppeld zijn met de anode-draden. Voor de CIP zijn er 8 sectoren in ϕ van elk 60 pads in z , terwijl COP 16 sectoren in ϕ bezit met 18 pads per sector in z . De twee deel-kamers zijn ten opzichte van elkaar over een halve sector-hoek gedraaid.

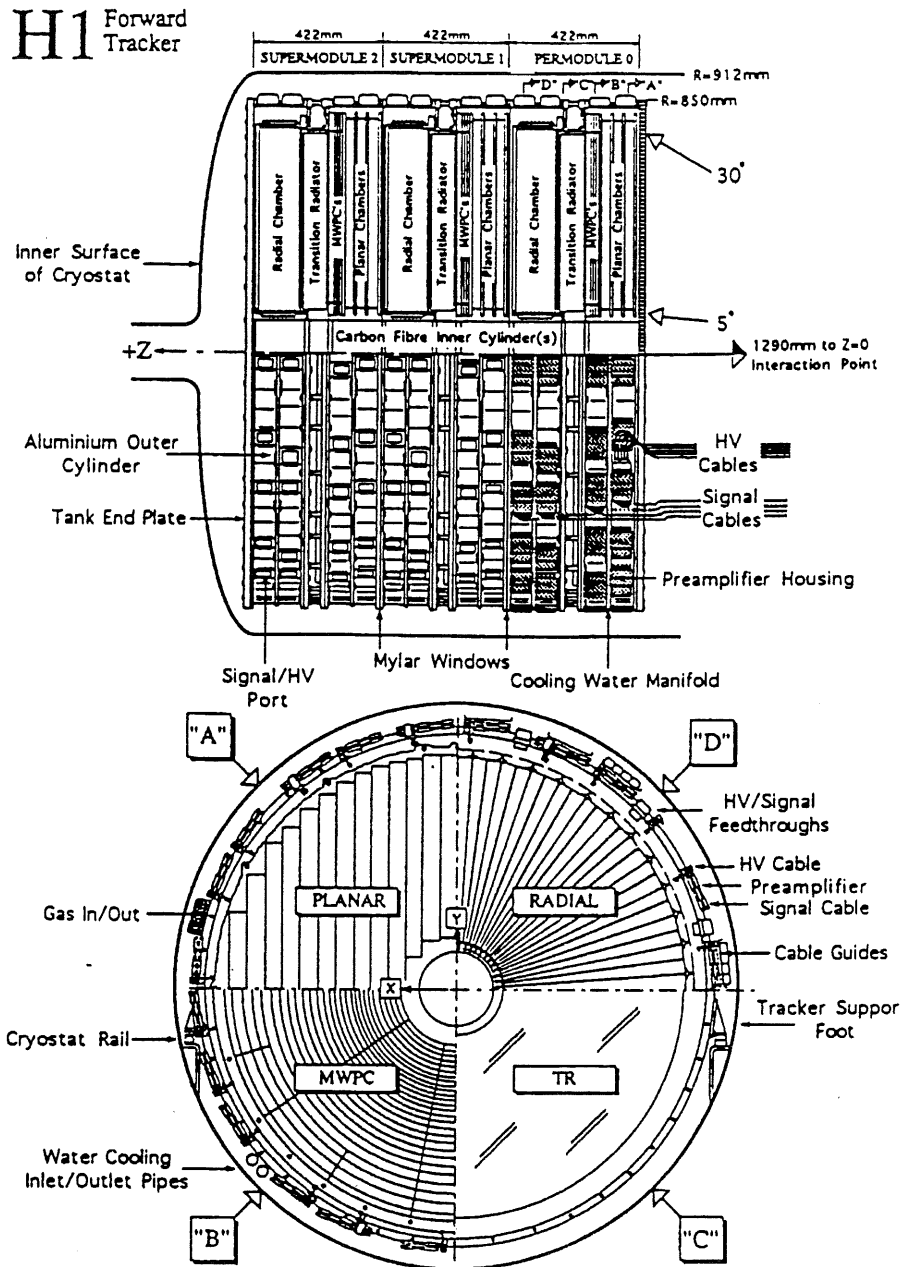
COZ bevat 23 opeenvolgende modules (in de z richting) die elk bestaan uit 24 cellen (die een regelmatige 24-hoek vormen) die elk 4 anode-draden bevatten. CIZ heeft een vergelijkbare opbouw.

De centrale drift-kamers CJC1 en CJC2 bestaan beide uit sectoren die anode-draden bevatten die parallel met de z -as gespannen zijn. CJC1 bevat 30 zulke sectoren (12 graden per sector) en CJC2 bevat er 60 (6

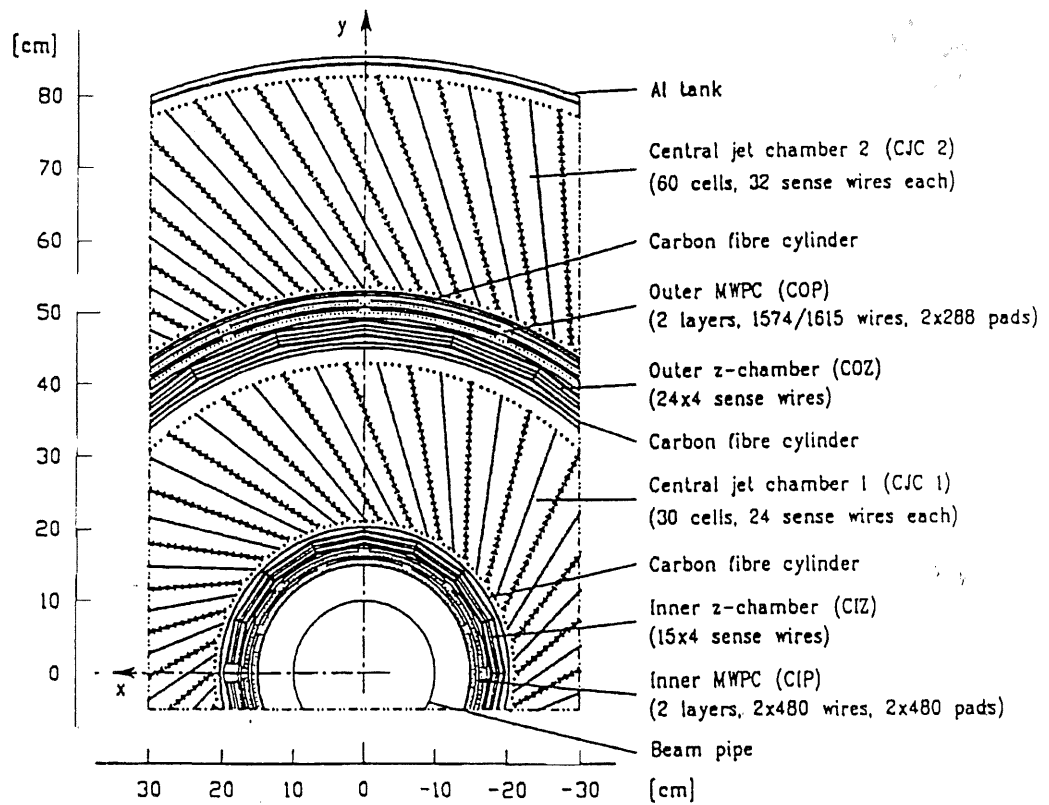
¹⁰ Belgische bijdrage, zie begin van dit hoofdstuk.



Figuur 2.5: Principe-schema van de trigger die geassocieerd is aan de proportionele kamers.



Figuur 2.6: Voorwaartse sporen-detectoren.



Figuur 2.7: Dwarsdoorsnede van de centrale sporen-detectoren.

graden per sector). Deze 'sectoren' zijn echter niet zuiver radiaal maar *pseudo-radiaal* georiënteerd zodat ze een hoek van ongeveer 30 graden (de Lorentz hoek) vormen met de echte radiale richting. Per sector heeft de CJC1 24 anode-draden en de CJC2 32 anode-draden in pseudo-radiale richting (alle anode-draden liggen op 1 pseudo-radiaal). In totaal bevatten de CJC1 en de CJC2 2640 anode-draden.

2.4.5 BPC - de achterwaartse proportionele draden-kamer.

De BPC bestaat uit 4 schijfvormige proportionele draden-kamers. Elke draden-kamer bevat een draden-vlak van 312 parallelle draden die zich onderling 1 mm van elkaar bevinden. De 4 modules zijn zo ten opzichte van elkaar geplaatst dat de richtingen van de draden opeenvolgend over 45 graden zijn verdraaid. In tegenstelling tot alle andere proportionele kamers in H1 (die allen via een capacitief gekoppeld pad uitlezen) wordt bij de BPC de anode-draad zelf¹¹ uitgelezen. De uitlezing is digitaal (een draad is 'geraakt' of hij is het niet). Dat houdt in dat er ambiguïteiten mogelijk zijn indien meerdere geladen deeltjes de BPC doorkruisen. De BPC is hoofdzakelijk bedoeld om de positie van de inpakt van het verstrooide lepton waar te nemen. De BPC heeft een ruimtelijk oplossend vermogen van de orde van 1.5 mm.

2.5 Calorimetrie

De H1 detector bevat verschillende onderdelen die calorimeters zijn. Niettemin zijn 2 systemen de belangrijkste bijdrage tot de calorimetrie in H1: er is een calorimeter op basis van ijzer, lood en vloeibaar argon (LAr) die het grootste deel van de voorwaarts en centraal uitgezonden deeltjes opvangt, en in achterwaartse richting is er een calorimeter op basis van lood en scintillatoren (BEMC).

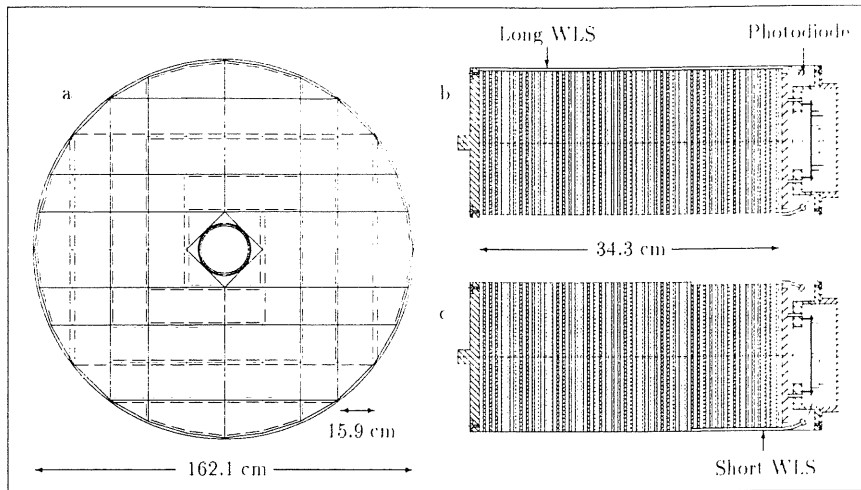
De LAr calorimeter zelf zit opgesloten in een cryostaat die het vloeibare argon bevat en mechanische steun verleent aan de calorimeter. De cryostaat heeft de vorm van een cilindrische dubbelwandige kuip waarvan het open uiteinde naar achteren gericht is. Binnen in de kuip zitten de sporen-kamers. Tussen de dubbele wanden zelf zit het vloeibare argon en dus ook de LAr calorimeter. De BEMC zit als een cilindrisch stopsel in de opening van de cryostaat.

Een bijkomende calorimeter is het ijzeren juk. Dat is geen heel nauwkeurig meetinstrument, maar dient voornamelijk om aan te tonen dat de lawines volledig bevat zijn in de hoofd-calorimeters, zodat de energiemetingen geen verliezen bevatten.

Tenslotte zit er een kleine calorimeter in het uiterst voorwaartse deel van de H1 detector, in de opening die in het juk is uitgesneden om de bundel-pijp door te laten. De naam van deze calorimeter is PLUG.

Het algemene idee van een calorimeter is dat een deeltje (en alle secundaire deeltjes in de door het deeltje veroorzaakte lawine) volledig in het gecontroleerde volume van de calorimeter tot stilstand komt, waarbij het grootste deel van zijn kinetische energie uiteindelijk, na mogelijk vele tussen-stappen, omgezet wordt in ionisatie van het materiaal waaruit de calorimeter is gemaakt. Indien al die ionisatie-ladingen verzameld of gemeten kunnen worden en men de gemiddelde energie benodigd voor een ionisatie kent, kan men aldus schatten hoeveel de initiële energie van het deeltje was. Het proces waarbij een deeltje aanleiding geeft tot meerdere deeltjes van lagere energie die op hun beurt nog meer deeltjes vrijmaken met nog lagere energie heet een lawine ('shower'). Het spreekt vanzelf dat opdat de meting enige zin zou hebben, de lawine volledig bevat moet blijven in het calorimetrisch gecontroleerde volume. Een nadeel van de rechtstreekse toepassing van dat idee in een fysisch meet-apparaat is dat hoog-energetische deeltjes hele lange (in geometrische zin) lawines kunnen veroorzaken. De reden hiervoor is dat men beperkt is in de keuze van materialen waaruit een calorimeter kan gemaakt worden omdat men de ladingen moet kunnen verzamelen (of tenminste waarnemen indien men scintillatie gebruikt in plaats van rechtstreekse ladingscollectie). Het netto resultaat is dat voor de energieën van de deeltjes die men als eindproducten verwacht bij HERA, op die wijze calorimeters moeten gebouwd worden die ettelijke meters dik zijn. Alle calorimeters in H1 zijn van het 'sampling' (bemonsterende) type. Een bemonsterende calorimeter is een compromis die het toelaat van een veel beter gebruik van de ruimte te maken: essentieel is het een gelaagde structuur waarin lagen 'passief' absorptie-materiaal en lagen 'actief' detectie-materiaal elkaar afwisselen. Het idee is dat deeltjes interacties ondergaan in het passieve deel, en dat een fractie van de energie van deze deeltjes omgezet wordt in ionisatie in het actieve materiaal. Het voordeel van deze structuur is dat het passieve deel gelijk welk sterk interagerend materiaal mag zijn, terwijl het actieve deel zich mag toespitsen op de detectie van ionisatie. Het nadeel is dat niet meer alle energie van het initiële deeltje uiteindelijk als waargenomen ionisatie eindigt. *Het is bijgevolg uiterst belangrijk de calorimeters goed te kalibreren.*

¹¹Eigenlijk worden slechts paren van anode-draden uitgelezen: de anode-draden zelf zijn 2 per 2 met elkaar verbonden en elk paar komt overeen met slechts 1 uitgelezen kanaal.



Figuur 2.9: De BEMC: cel-structuur en geometrie.

toeren' (dat zijn combinaties van cellen die zich in projectieve beknotte prismatische volumes bevinden waarvan de vertex het nominale interactie-punt is) met behulp van *analoge* electronica. Een filter met antwoord-tijd 500 ns voedt dat signaal in een snelle ADC die binnen de 45 nanoseconden een 8-bit amplitude resolutie heeft uitgerekend. Dit laat toe een trigger signaal binnen de 2.2 micro-seconden naar de centrale trigger electronica te sturen zodat de informatie nog kan gebruikt worden op trigger-niveau L1. Van zodra een depositie van meer dan ongeveer 2 GeV wordt waargenomen in zo'n toren gaat een trigger-sigitaal af.

De elektromagnetische calorimeter heeft een uiteindelijke energie-resolutie:

$$\frac{\sigma(E)}{E} \div \frac{0.12}{\sqrt{E(\text{GeV}^{-1})}} \oplus 0.01 \quad (2.1)$$

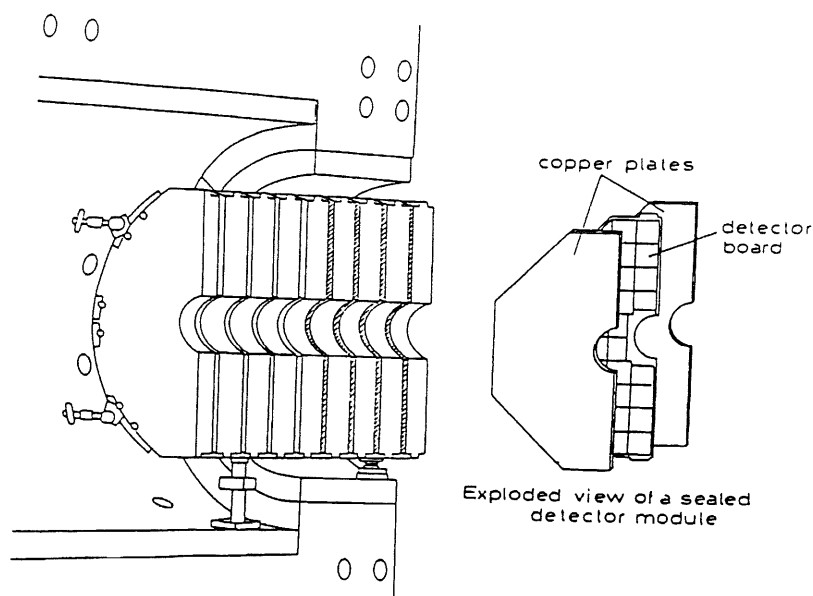
terwijl het hadronische deel een energie-resolutie heeft van:

$$\frac{\sigma(E)}{E} \div \frac{0.50}{\sqrt{E(\text{GeV}^{-1})}} \oplus 0.02 \quad (2.2)$$

De calibratie van het elektromagnetische deel is gekend tot op 3 procent terwijl een onzekerheid van 6 procent bestaat op de calibratie van het hadronische onderdeel.

2.5.2 BEMC

De BEMC is een cilindervormige calorimeter die opgedeeld is in 88 (hoofdzakelijk vierkante, maar ook andere vormen komen voor aan de randen) prismatische stapels (die volgens de z-as lopen). De vierkante stapels hebben een zijde van 159 millimeter. De andere stapels zijn kleiner. Vanuit het nominale interactie-punt bezien, bestrijkt de BEMC een hoek van 151 tot 176 graden in θ . De stapels zijn een 50-lagige lood-scintillator sandwich structuur (telkens 2.5 mm lood en 4 mm scintillator). De scintillatorlaagjes dragen het scintillatie-licht over aan golfengte-wisselaars. Een stapel heeft maximum 2 'lange' en 2 'korte' golfengte-wisselaars. De lange golfengte-wisselaars lopen over de gehele lengte van de stapel, de korte lopen enkel over de 15 laatste lagen scintillator. In figuur 2.9 vindt de lezer enerzijds een dwarse doorsnede van de organisatie van de stapels in de BEMC weer, en anderzijds een gedetailleerde lengte-doorsnede van 1 zulke stapel. In totaal zijn er 344 lange golfengte-wisselaars en 128 korte golfengte-wisselaars (dus 472 kanalen). Elk kanaal wordt uitgelezen door een foto-diode. De analoge signalen van de foto-diodes gaan enerzijds naar een analoge verwerkingseenheid die na 2.8 micro-seconden een piek-sigitaal afgeeft dat gedigitaliseerd wordt en anderzijds naar analoge reken-eenheden die de signalen afkomstig van clusters van stapels verwerkt. Net zoals bij de LAr calorimeter dient deze techniek om in staat te zijn een snel trigger-sigitaal naar de centrale trigger-electronica kunnen te sturen. De BEMC trigger zit nogal ingewikkeld in elkaar: elke stapel apart kan aan een lage (1.3 GeV) en een hoge (2.3 GeV) drempel-waarde overschrijden. Bij een stapel die de hoge drempel-waarde overschrijdt worden de signalen van de naburige stapels die de lagere drempel-waarde overschrijden bijgeteld. Indien de bekomen som groter is dan respectievelijk 4.3 GeV of 7.7 GeV, wordt een trigger-sigitaal naar de centrale trigger-electronica gestuurd. In het geval van de 4.3 GeV wordt de trigger enkel beschouwd indien die ook nog samenvalt met een andere trigger (van een andere sub-detector); in het geval van de 7.7 GeV wordt dit als volwaardig trigger-sigitaal beschouwd.



Figuur 2.10: Structuur van de PLUG calorimeter.

De BEMC is enkel bruikbaar als elektromagnetische calorimeter. De elektromagnetische hermeticiteit bedraagt 22 radiatie-lengtes. Daarentegen is de BEMC nog niet eens een volle interactie-lengte diep, wat de performanties op het vlak van hadronische calorimetrie uiterst slecht¹² maakt.

De elektromagnetische energie-resolutie neemt de gedaante aan:

$$\frac{\sigma(E)}{E} \div \frac{0.39}{E(\text{GeV}^{-1})} \oplus \frac{0.1}{\sqrt{E(\text{GeV}^{-1})}} \oplus 0.017 \quad (2.3)$$

De onzekerheid op de calibratie wordt op een kleine 2 procent geschat.

2.5.3 PLUG

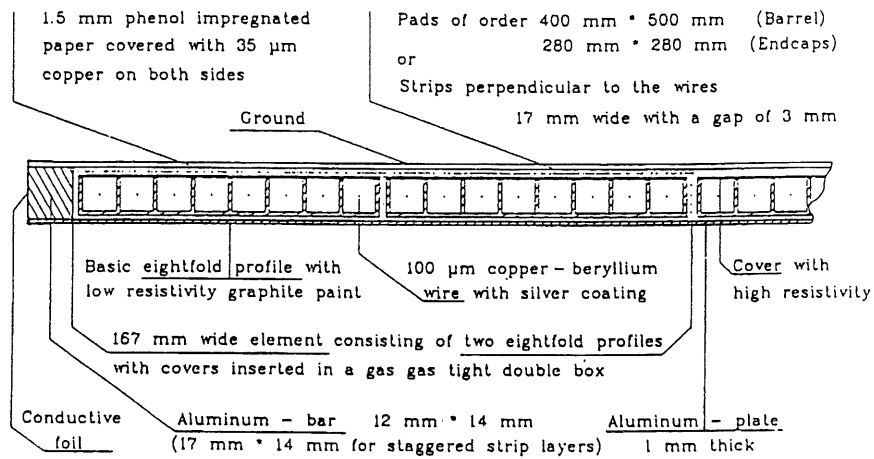
De PLUG calorimeter heeft als bedoeling vanuit het nominale interactie-punt een hoek-bedeeking van 0.7 tot ongeveer 3.3 graden te verzekeren. Op die manier wordt de hoeveelheid ongeziene transverse energie-flux tot een minimum beperkt.

PLUG is een calorimeter die bestaat uit 9 lagen koper afgewisseld met 8 lagen geïnstrumenteerd silicium. In totaal zijn 336 uitlees-kanalen voorzien. De lengte (in de z -richting) van PLUG is 69 cm. Dat komt overeen met 4.25 interactie-lengtes (hadronisch) en 44.6 radiatie-lengtes. Een schema van de geometrische structuur van de PLUG calorimeter is geïllustreerd in figuur 2.10. In de praktijk is gebleken dat PLUG enkele ruis-problemen heeft wat maakt dat deze sub-detector wel als een veto teller kan werken maar zonder betrouwbare kwantitatieve informatie te leveren.

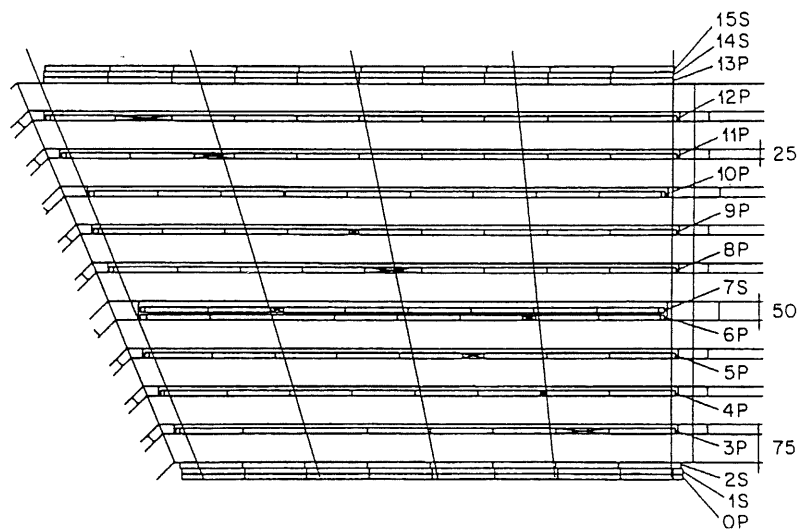
2.5.4 Geïnstrumenteerd juk.

Het juk bestaat uit een octogonaal prisma en 2 8-hoekige eindplaten (een vooraan en een achteraan). Elk octant van het prisma bevat 2 instrumentatie modules. Een module bestaat uit 10 platen juk-ijzer (zie figuur 2.12) met een dikte van 7.5 cm waartussen zich spleten bevinden van 2.5 cm. In deze spleten zijn zogenaamde stromerbuizen parallel naast elkaar geplaatst, zoals is geïllustreerd in figuur 2.11. Dat zijn balk-vormige buizen van luranyl (dwarsdoorsnede is een vierkant met zijde 9 mm) waarin 1 draad met diameter 100 micron is gespannen. De draad zelf staat op massa-potentiaal maar de binnenzijde van de luranyl-buizen is bedekt met een laagje grafiet. Dat laagje grafiet wordt op een potentiaal van -4500 volt gehouden. Aan de *buitenzijde* van een stel zulke kamers zijn koperen strips of koperen pads aangebracht die capacitief gekoppeld zijn met de anode-draden. De pads worden analoog uitgelezen terwijl de strips en de draden digitaal worden uitgelezen. De

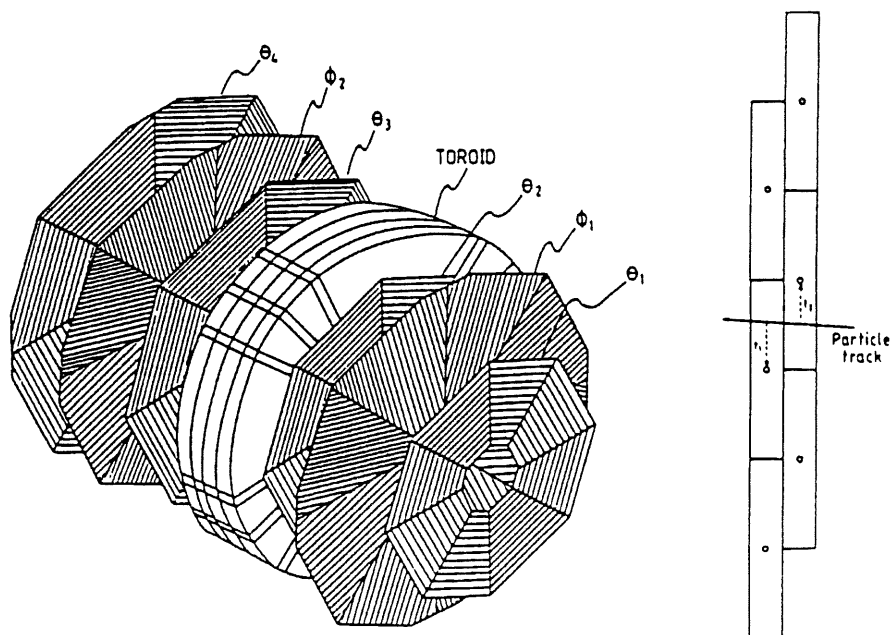
¹² is geen constructiefout natuurlijk, gezien de BEMC enkel als elektromagnetische calorimeter was bedoeld.



Figuur 2.11: Het geïnstrumenteerde juk: detail van een vlak stromerbuizen.



Figuur 2.12: Het geïnstrumenteerde juk: geometrie van een octant.



Figuur 2.13: De voorwaartse muon-detector.

(analoge) pad signalen worden geïnterpreteerd als calorimetrisch signaal. De digitale pulsen worden beschouwd als spoor-informatie voor minimaal ioniserende deeltjes. De eindplaten zijn van een gelijkaardige instrumentatie voorzien. Het analoge deel noemt men de TC (tail catcher = calorimeter) terwijl het digitale deel de centrale muon-detector voorstelt.

2.6 Voorwaartse muon-detector.

2.6.1 Inleiding

In het grootste deel van de detector verwacht men geen heel grote sporen-dichtheid. Dat maakt dat een spoor dat gereconstrueerd wordt in het geïnstrumenteerde ijzeren juk gemakkelijk kan worden geassocieerd met een spoor dat gezien is in de centrale sporen-kamers, en bijgevolg heeft men een meting van de impuls van het muon dat dit spoor veroorzaakte. In voorwaartse richting komen zo veel deeltjes voor dat een spoor-segment in het geïnstrumenteerde ijzer niet meer op eenvoudige wijze aan een van de vele voorwaartse sporen kan geassocieerd worden. Dat betekent dat van dat muon geen impuls kan bepaald worden. Zelfs indien men erin zou slagen een spoor in de voorwaartse sporen-kamers te associëren met het spoor-segment waargenomen in het ijzer, dan nog zou men een zeer slechte impuls-resolutie bekomen gezien het magnetisch veld quasi parallel loopt met de baan van het deeltje. Daarom heeft men een torroïdale magneet in voorwaartse richting voorbij het geïnstrumenteerde juk geïnstalleerd, samen met de nodige instrumentatie om een muon voor en na de torroïdale magneet waar te nemen. Aldus bekomt men een impuls-meting van het muon. In principe kan de voorwaartse muon-detector muonen waarnemen die een hoek van 3 tot 17 graden maken met de z -as, en die een impuls bezitten van 5 GeV tot 100 GeV

2.6.2 Beschrijving van de muon-detector

De voorwaartse muon-detector [Meh94] bestaat uit een (warme) torroïdale magneet (met ijzeren kern) waarin een veld van 1.5 Tesla wordt onderhouden. De torroïde heeft een binnen-straal van 0.65 m en een buiten-straal van 2.9 m. Zowel voor als achter de magneet bevinden zich drie lagen drift-kamers. Het geheel is aanschouwelijk gemaakt in figuur 2.13. Elke laag drift-kamers bestaat uit acht octanten. Een octant bestaat uit een aluminium

draag-structuur met aan weerszijden een sub-laag die drift-cellen bevat. Deze sub-lagen bevatten drift-cellen met alle draden parallel. De twee sub-lagen hebben onderling parallelle drift-cellen, maar zijn onderling over een halve driftcel-breedte verschoven. Er komen 2 mogelijk oriëntaties voor: met de draden loodrecht op de as van het octant (θ kamers) en met de draden parallel met de as van het octant (ϕ kamers). Vanaf het interactie-punt bekeken, zijn de drift-kamers van het volgende type: $\theta - \phi - \theta$, dan de torroïde en dan $\theta - \phi - \theta$. Elk octant heeft een actieve radiale afmeting van 118 mm. De dikte (in z -richting) van de drift-cellen is 19 mm. Tussenin de sub-lagen vindt men 2 mm passief materiaal. Het aantal anode-draden neemt toe met z : in de θ kamers dichtst bij het interactie-punt zijn er 24 draden, terwijl de θ kamers het verste van het interactie-punt 40 draden hebben. De draden zijn 2 per twee verbonden met weerstanden aan 1 uiteinde. Dat laat toe om de draden slechts aan een kant uit te lezen, maar vereist dat de deeltjes-flux niet zo groot is dat naburige cellen vaak aangeslagen worden.

2.6.3 Sporen-reconstructie in de voorwaartse muon-detector.

De uitlezing van deze drift-kamers gebeurt op dezelfde wijze als de uitlezing van de drift-kamers die behoren tot de sporen-detectoren. De gedigitaliseerde signalen worden door een reconstructie-algoritme verwerkt tot ruimtelijke punten waar de ionisatie heeft plaats gevonden.

Een deeltje dat doorheen de gehele muon-detector gaat kan in principe twaalf inpakt-punten laten registreren: 6 dubbel-lagen drift-cellen. Om van de waargenomen inpakt-punten daadwerkelijk gereconstrueerde sporen van muonen te maken gaat men in 3 stappen te werk. Eerst worden paren van inpakten binnenin een dubbel-laag samengevoegd indien hun laterale afstand kleiner dan 3.4 cm is. In de volgende stap tracht men aan 1 zijde van de torroïde inpakten in 2 of 3 dubbel-lagen te combineren tot een (recht) spoor. Om zo een spoor-segment te bekomen wil men minstens 1 dubbele inpakt en minstens 1 (enkele) inpakt in beide θ kamers. In de derde stap wordt geprobeerd spoor-segmenten voor en na de torroïde te combineren. Een identificatie-procedure gaat na of een bepaalde combinatie plausibel is of niet. Indien zulke combinaties gevonden worden levert dit tevens de meest plausibele waarde voor de impuls van het muon op.

2.6.4 Gebruik van de voorwaartse muon-detector als veto voor sterk voorwaarts gaande deeltjes in de bundel-pijp.

Deze detector dient ook als veto op deeltjes die zo sterk voorwaarts gaan dat ze niet gezien worden in de detectie-systemen van de centrale H1 detector. Zo'n deeltjes kunnen interageren met de bundel-pijp, of de collimatoren die in die pijp zijn opgesteld. Bij die interactie komen secundaire deeltjes vrij, en die kunnen soms sporen nalaten in de voorwaartse muon-detector. In dat geval is men uiteraard niet geïnteresseerd in de precieze baan van deze secundaire deeltjes, maar wel in de vraag of er zo'n deeltjes werden waargenomen of niet.

2.7 Lumi, ToF.

Een aantal kleinere maar heel belangrijke detectie-systemen maken deel uit van de experimentele H1 opstelling. Hun functie is onontbeerlijk voor het uitvoeren van een analyse. Het betreft hier enerzijds de luminositeitsmeter en anderzijds een aantal scintillatoren die ervoor moeten zorgen dat de enorme achtergrond aan bundel-gas interacties kan onderdrukt worden ten voordele van echte ep interacties.

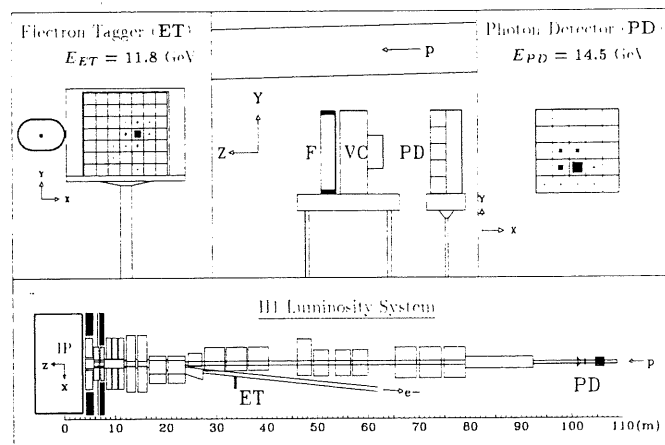
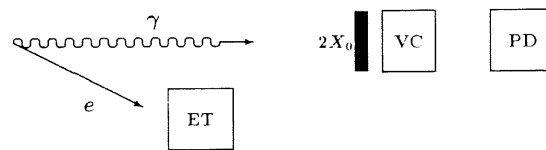
2.7.1 Luminositeitsmeter (LUMI).

De hoofd-bedoeling van de luminositeitsmeter is het bepalen van de normalisatie-constante die de relatie moet geven tussen een aantal gebeurtenissen en een werkzame doorsnede. Deze normalisatie-constante heet de geïntegreerde luminositeit en kan bepaald worden indien men het aantal gebeurtenissen telt van een proces waarvan de werkzame doorsnede gekend is. Het gekozen proces is een gekend QED proces, genaamd het Bethe-Heitler proces: $ep \rightarrow ep\gamma$. Het is bovendien een proces met een hoge werkzame doorsnede in het beschouwde kinematische gebied: 70.38 millibarn. Bijgevolg is het aantal getelde gebeurtenissen vrij groot en de statistische fouten heel klein.

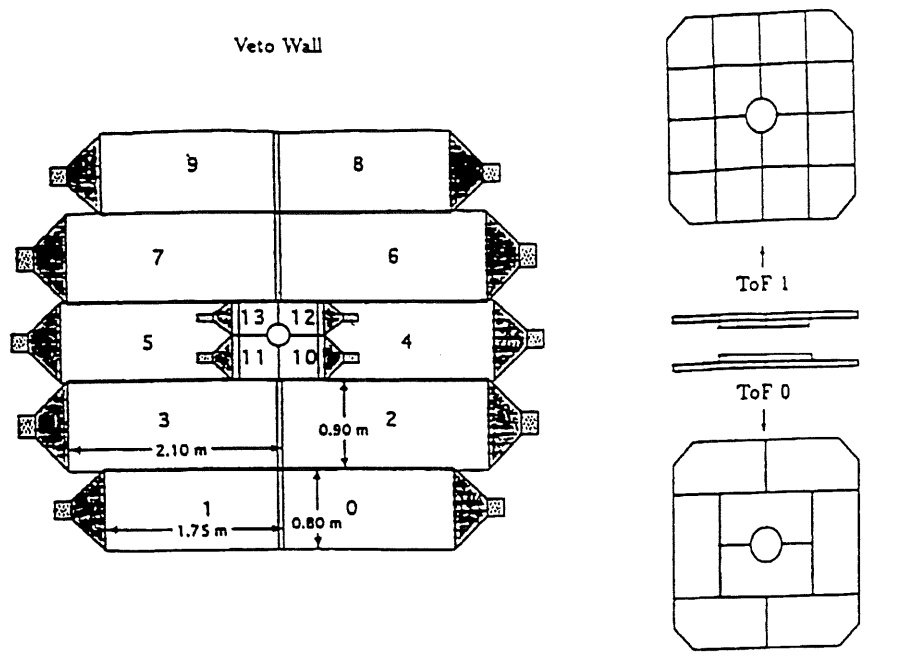
De LUMI detector bestaat uit 2 verschillende hodoscopen: een foton detector die opgesteld staat op 107 meter van het interactie-punt, en een elektron-detector die op 37 meter van het interactie-punt staat opgesteld. Het werkingsprincipe en de geometrie van het LUMI systeem is schetsmatig voorgesteld in figuur 2.14. De foton-detector bestaat uit 5×5 KRS-15 kristallen van elk $20 \times 20 \times 200\text{mm}^3$. Het zijn mono-kristallen die voor 78 procent uit TlCl en voor 22 procent uit TlBr bestaan. Deze kristallen werken als een elektromagnetische calorimeter, met als voornaamste detectie-proces Cherenkov straling van secundaire elektronen in de lawine. Deze licht-flitsen worden uitgelezen door foto-multiplicatoren. De calorimeter heeft een totale 'dikte'

Based on the bremsstrahlung process:

$$ep \rightarrow e\gamma p$$



Figuur 2.14: Overzicht van het LUMI systeem. ET is de Electron-detector, PD is de foton detector. VC is de Cherenkov veto teller. $2X_0$ stelt het koolstof-schild voor.



Figuur 2.15: De ToF en VETO scintillatie-detectors.

van 22 radiatie-lengtes. Voor de foton-detector is een koolstof-schild geplaatst dat moet dienen om de zachtere synchrotron-fotonen te absorberen. Tussen dat schild en de detector zelf staat nog een water-Cherenkov detector, die geladen deeltjes moet waarnemen. In dat geval wordt een veto gegeven omdat de elektromagnetische lawine in de foton-detector dan niet door een foton is veroorzaakt.

De elektron detector bestaat eveneens uit KRS-15 kristallen. Een raster van 7×7 kristallen met afmetingen $22 \times 22 \times 200 \text{ mm}^3$ is opgebouwd. De elektron-detector werkt eveneens als elektromagnetische calorimeter. De calorimeter heeft eveneens een diepte van 22 radiatie-lengtes. De elektronen die een Bethe-Heitler interactie ondergaan hebben, vervolgen hun baan quasi op de z-as maar hebben energie verloren. De bundel optica wordt als spectrometrische scheiding aangewend om die elektronen naar de elektron-detector af te buigen.

Naast het hoofddoel, namelijk de meting van de luminositeit, kan LUMI ook voor 2 andere doeleinden gebruikt worden die heel belangrijk zijn bij vele analyses: de foton-detector kan gebruikt worden om een substaal te selecteren van gebeurtenissen met radiatie in de begin-toestand en de elektron-detector kan gebruikt worden om de 'verstrooide' elektronen waar te nemen in een substaal van foto-productie gebeurtenissen.

2.7.2 ToF

Een belangrijke bron van achtergrond-gebeurtenissen zijn de interacties tussen een bundel (vooral de proton bundel) en het overblijvende gas dat niettemin het hoge-kwaliteitsvacuüm (ongeveer 10^{-12} bar) toch nog aanwezig is in de bundel-pijp. Deze 'achtergrond' gebeurtenissen komen een paar ordes van grootte vaker voor dan de echte *ep* botsingen. Niettemin is er een manier om achtergrond van echte botsingen te onderscheiden: veruit het grootste deel van de achtergrond-gebeurtenissen is *niet* afkomstig van botsingen in het nominale interactiegebied, maar eerder van botsingen die 'stroomopwaarts' hebben plaatsgevonden. De deeltjes afkomstig van zo een achtergrond-gebeurtenis hebben dan andere aankomst-tijden in de detector dan deeltjes die afkomstig zijn van echte botsingen. De ToF ('time of flight') detector tracht het verschil in aankomst-tijden vast te stellen en te beslissen of de gebeurtenis een achtergrond-gebeurtenis dan wel een echte *ep* interactie kandidaat is. De ToF detector bestaat uit twee platen van organisch scintillatie-materiaal geplaatst op $z = -2\text{m}$. De scintillatoren hebben een respons die snel genoeg is om over deze afstand een verschil te zien tussen de aankomst-tijden van *ep* botsingen en achtergrond-gebeurtenissen, tenminste wat betreft achtergrond-gebeurtenissen afkomstig van de

proton bundel. Gezien de ToF zich aan de negatieve z zijde bevindt, zijn de aankomst-tijden van achtergrond-gebeurtenissen afkomstig van de proton-bundel niet synchroon met die van ep gebeurtenissen en kan daartussen bijgevolg een onderscheid gemaakt worden. In figuur 2.15, rechterkant, staat de geometrie van de ToF detector schetsmatig geïllustreerd.

2.7.3 VETO

Als aanvulling op de ToF is op $z = -6.5m$ en $z = -8.1m$ telkens een dubbel vlak scintillatoren geplaatst. In figuur 2.15 vindt men een schets van de VETO detector.

2.8 Trigger en uitlezing.

Gezien de vrij snelle opeenvolging van botsingen van deeltjes-pakketjes (interval van 96 ns) en de grote hoeveelheid gegevens (270.000 kanalen zijn afkomstig van de centrale detector) is een speciale vorm van uitlezing en trigger-werking vereist om de dode tijd tot een minimum te herleiden. Het centrale probleem zit in de discrepantie tussen de korte interval-tijd en de tijd benodigd om enerzijds de detector volledig uit te lezen en anderzijds een beslissing te kunnen nemen over het nut van die actie (trigger).

De uitlezing (en trigger) is gebaseerd op het idee van pijplijn-verwerking. Per klok-puls van 96 ns (synchroon met de botsing van 2 pakketjes) worden lokaal de gegevens bijgehouden in een FIFO geheugen-structuur gedurende een dertigtal klok-pulsen (men dient dus lokaal 30 opeenvolgende uitlezingen bij te houden). Uit de verschillende detector-signalen wordt zo snel mogelijk een beslissing geëxtraheerd over het nut van de beschouwde gebeurtenis. Verschillende sub-systemen zenden hieromtrent hun opinie naar een centrale logica. Daar wordt beslist of de gebeurtenis een interessante kandidaat is of niet. Indien niet, wordt niets speciaals ondernomen. Na een dertigtal klok-pulsen verdwijnen de gegevens van desbetreffende gebeurtenis uit de lokale geheugens (pijplijnen). Dat laat toe ondertussen geen tijd te verliezen en open te staan voor nieuwe kandidaten. Indien de centrale trigger logica beslist dat het *wel* een interessante kandidaat betreft, worden ogenblikkelijk alle uitlezingen gestopt. Vanaf dat ogenblik is H1 'blind' (de dode tijd gaat in). De lokale electronica zoekt uit met welke plaats in de pijplijn de interessante kandidaat overeen kwam. Er zijn meestal van de orde van 20 klok-pulsen voorbijgegaan voor de sub-systemen en centrale trigger tot een besluit zijn gekomen. Alle informatie betreffende de kandidaat gebeurtenis wordt uit de lokale electronica gelezen. Indien alle systemen hun informatie hebben doorgestuurd, kan worden verder gegaan met de gegevens-name (de dode tijd eindigt).

Uiteraard wil het bovenstaande zeggen dat de systemen die deel uitmaken van de trigger (de sub-systemen en de centrale trigger) wel een twintigtal klok-pulsen de tijd hebben om een beslissing te nemen over een kandidaat, maar de verwerking moet wel gepijplijnd verlopen: er moet *per klok-puls* een beslissing genomen worden. Dat maakt dat de ganse trigger-electronica in H1 eigenlijk is gebouwd volgens de principes van een RISC¹³ processor!

Het voordeel van dit systeem is dat er enkel een dode tijd veroorzaakt wordt ten gevolge van de uitlezing van interessante kandidaten. Bovenstaand systeem heeft de naam van L1 trigger gekregen.

In principe is er nog twee extra systemen voorzien (L2 en L3) om de dode tijd veroorzaakt ten gevolge van de uitlezing van gegevens te beperken indien tussen de beslissing tot uitlezing en het einde van de procedure blijkt dat de kandidaat toch niet interessant blijkt te zijn. Die systemen waren nog niet functioneel in 1994.

¹³Reduced Instruction Set Computer: een processor waarin alles is gedaan om zoveel mogelijk pijplijn-technieken te gebruiken.

Hoofdstuk 3

De voorwaartse proton spectrometer.

3.1 Inleiding.

In dit hoofdstuk bespreken we onze bijdrage tot de realisatie van de voorwaartse proton spectrometer. Die bestond erin een eerste versie te ontwerpen voor de detector-simulatie van deze sub-detector binnenin het simulatie programma H1SIM, dat zelf op de CERN programmatuur GEANT is gebouwd.

De voorwaartse proton spectrometer (voortaan genoteerd als FPS, van het Engelstalige 'Forward Proton Spectrometer') werd ontworpen om te kunnen bijdragen tot de analyse van diffractieve gebeurtenissen. Bij diffractieve gebeurtenissen waarbij het proton intact blijft ondergaat dat proton een heel kleine afbuiging en verliest het wat energie. De angulaire afwijking ten opzichte van de z -as is echter dermate klein, dat het proton niet in de H1 detector waargenomen wordt en ontsnapt in de bundel-pijp aan de voorwaartse zijde van de detector. Niettemin zou het waarnemen van dat proton interessant zijn:

- het gegeven zelf dat er een intact proton is overgebleven bevestigt dat we te maken hebben met een diffractief proces waarin het proton geen dissociatie heeft ondergaan.
- de kennis van de energie van het proton laat toe op directe wijze de grootte x_P ¹ te berekenen.
- de kennis van de transversale impuls van het proton geeft ons toegang tot de Mandelstam grootte t van de $\gamma - p$ interactie.

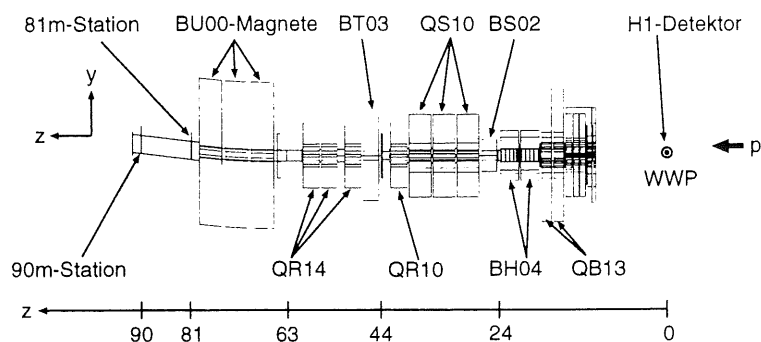
Om dat verstrooid proton waar te nemen maakt men gebruik van bestaande dipool-magneten in de bundel optica om een spectroscopische scheiding van de bundel-protonen en het verstrooide proton te bekomen. Men heeft die plaatsen uitgezocht langs-heen de bundel-pijp, waar die protonen volgens traject-berekeningen geometrisch het verste van de hoofd-bundel gescheiden raken, rekening houdend met de toegankelijkheid van die plaats langs-heen de bundel-pijp. Twee locaties zijn gekozen om de eerste fase van het FPS project te realiseren: een meetpunt op 80 m en een op 90 m van het interactie punt. Tussen deze twee meetpunten zelf bevinden zich geen magneten, m.a.w. de protonen volgen een recht traject tussen de 2 detectoren. De configuratie zoals geschetst is ontoereikend om in het (interessante) lage x_P gebied te kunnen bijdragen tot de analyse. In verdere fasen van het project kan aan deze tekortkomingen verholpen worden door het plaatsen van meer detectoren.

De FPS detectoren die in dit hoofdstuk beschreven worden, werden ontworpen om 1 spoor van een minimaal ioniserend deeltje te kunnen reconstrueren, in de onderstelling dat dat deeltje een perfect rechte baan volgt. Van zodra het deeltje geen perfecte rechte baan volgt, en van zodra er meerdere sporen aanwezig zijn is de mogelijkheid tot een juiste reconstructie [Gar] niet gegarandeerd. Verschillende fysische processen die zich kunnen voordoen in de materie van de detector kunnen aanleiding geven tot een afbuiging van de baan van het deeltje, of tot het ontstaan van een of meerdere secundaire deeltjes: denken we maar aan veelvuldige verstrooiing, δ elektronen, hadronische interacties etc. Om deze effecten te kunnen kwantificeren is het nodig het gedrag van deze detector in detail te simuleren. Gezien belangrijke analyse-parameters zoals de spoor-resolutie en de reconstructie-efficiëntie hierdoor beïnvloed worden moet zo een simulatie beschikbaar zijn alvorens een analyse van de gegevens zinvolle informatie kan opleveren.

Er is een globaal simulatie systeem voor de H1 detector ontworpen. De naam van dit pakket is H1SIM ([Col91]) en het is gebaseerd op GEANT([Bru89]), een simulatie omgeving voor detectoren in de hoge energie fysica, geconstrueerd te CERN. Het is binnen dit kader dat onze inspanningen zich situeren.

In wat volgt geven we eerst een fysische beschrijving van de FPS detector. Vervolgens schetsen we de programmeer-omgeving H1SIM/GEANT waarbij vooral ingegaan wordt op de natuurkunde van de processen

¹ x_P kan geïnterpreteerd worden als de fractie van de impuls van het proton die wordt gedragen door het pomeron in een referentie-systeem waar het proton ultra-relativistisch is, zie hoofdstuk 1.



Figuur 3.1: Het voorwaartse deel van de bundel-optica [Lis96].

die beschreven worden. Daarna geven we een overzicht hoe we de FPS simulatie in die omgeving hebben geïmplementeerd en we tonen enkele resultaten van deze simulatie.

3.2 Fysische beschrijving van de FPS detector.

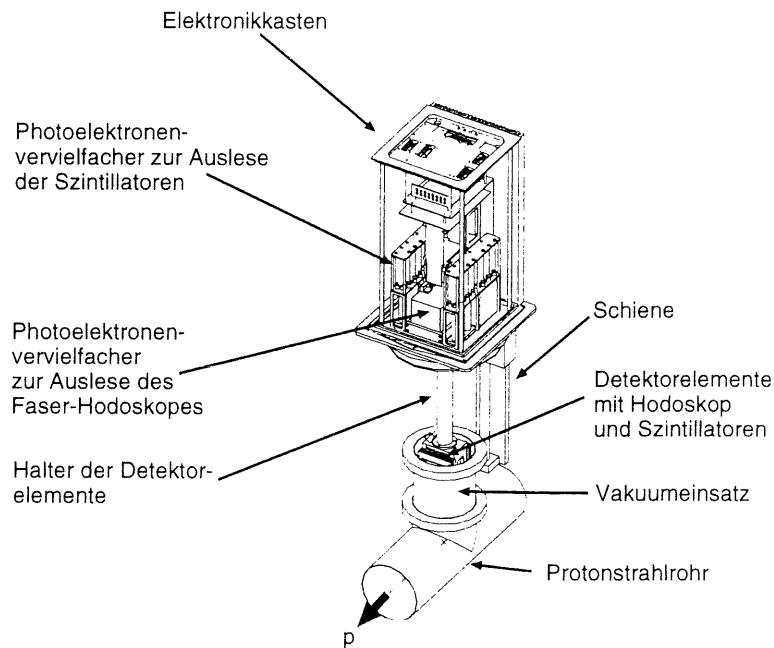
3.2.1 Structuur van de bundel-optica in de voorwaartse richting.

Nadat de proton en de lepton-bundel in de gemeenschappelijke bundel-pijp binnen de H1 detector tot een mogelijke botsing zijn gekomen in het interactie-punt moeten beide bundels weer gescheiden worden, gezien ze in aparte acceleratoren versneld worden. In de voorwaartse richting van de detector betekent dat dat de voorwaarts gaande proton-bundel moet gescheiden worden van invallende lepton-bundel. Infeite is het zo dat voornamelijk de lepton bundel een zijwaartse verplaatsing ondergaat (vanuit de lepton machine in de gemeenschappelijke pijp) omdat het niet eenvoudig is een 820 GeV protonen bundel zomaar van richting te veranderen. In figuur 3.1 is een overzicht geschetst van de bundel-optica in de voorwaartse richting. De dwarse afmetingen zijn sterk overdreven ten opzichte van de afmetingen volgens de z -richting. De gemeenschappelijke bundel-pijp loopt tot 24 meter in voorwaartse richting. Vanaf dat punt lopen de bundels in aparte bundel-pijpen, en zijn de magnetische velden die de lepton en de proton bundels ondergaan apart gegenereerd door magneten voor de ene, dan wel voor de andere bundel. Niettemin zijn er nog invloeden merkbaar van de lepton magneten op de proton bundel tot 47 m in voorwaartse richting, en om dat te compenseren zijn speciale 'septum magneten' aangebracht op de proton-bundel, die simultaan met de lepton magneten aangestuurd worden om de strooi-velden van die laatste te compenseren. Voorbij de 47 m zijn beide acceleratoren volledig gescheiden en onafhankelijk van elkaar. De scheiding van de lepton en proton bundel gebeurt in het horizontale vlak. Tussen een heel stel quadrupool-lenzen² is de horizontaal afbuigende 18BH04 magneet op ongeveer 18 meter van het interactie-punt hiervoor verantwoordelijk. In het verticale vlak wordt de proton-bundel 5.7 milli-radialen naar boven afgebogen door de dipool-magnetten 67BU00, 72BU00 en 77BU00 die zich respectievelijk 67, 72 en 77 meter van het interactie-punt bevinden. Het is *na* deze afbuig-magnetten dat zich de twee meet-stations van de FPS bevinden: op 81 m en op 90 m.

De afwijking die de baan van een diffractief proton heeft ten opzichte van de nominale bundel-as heeft 2 oorzaken: enerzijds is er de kleine transversale impuls die het proton heeft in de eind-toestand, anderzijds is er het energie-verschil ten opzichte van de nominale bundel-energie³. Het feit dat de energie kleiner is dan de nominale waarde betekent dat de afbuiging in de dipool-magnetten groter zal zijn. Voornamelijk de verticale afbuiging (tgv. 67BU00, 72BU00 en 77BU00) is belangrijk en zal tot gevolg hebben dat het diffractief verstrooide proton *boven de bundel* uitkomt. De horizontale afbuiging zal ook zichtbaar zijn, hoewel minder uitgesproken. De horizontale afbuiging en de kleine transversale impuls tenslotte zorgen samen met alle quadrupool lenzen voor een ingewikkelde maar kleine wijziging van de baan van het verstrooide proton. Gezien men verwacht dat het verstrooide proton *boven de bundel* terecht komt, zal de constructie van de FPS meet-stations dan ook een meting uitvoeren aan de bovenzijde van de bundel. Berekeningen van deze afbuigingen hebben toegelaten te bepalen waar langs-heen de proton bundel de afwijkingen van verstrooide protonen het beste meetbaar zijn. Men diende natuurlijk ook met praktische consideraties rekening te houden. Uit dat compromis zijn de posities

² Quadrupool-lenzen veroorzaken geen systematische afbuiging. Ze focaliseren/de-focaliseren enkel maar een bundel, maar veranderen zijn richting niet.

³ Ook al is dat verschil relatief klein in het geval van diffractie: voor $x_p = 0.001$ heeft het proton ongeveer 819 GeV in plaats van 820 GeV



Figuur 3.2: Mechanische constructie van het duik-vat, [Lis96].

van de twee meet-stations op 81 meter en op 90 meter voortgekomen.

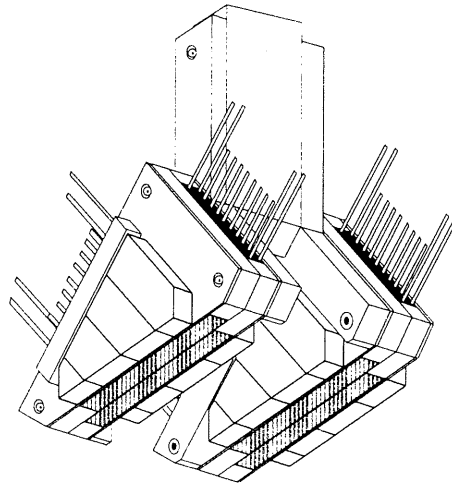
3.2.2 Mechanische constructie: 'Roman Pot'.

Omdat de verstrooide protonen zich nog steeds heel dicht bij de nominale proton-bundel bevinden en de bundel-pijp niet verlaten hebben ter hoogte van de FPS meet-stations, moet men de detectie-elementen *in* de bundel-pijp tot heel dicht bij de nominale proton-bundel te brengen. Dat houdt ten eerste een modificatie van de bundel-pijp zelf in. Het inbrengen van een detector in de bundel-pijp stelt het probleem dat tijdens de acceleratie van de proton-bundel (voor stabiele operatie van HERA is bereikt) deze laatste ruimtelijk meer plaats nodig heeft. Ook tijdens het afstemmen van de lepton en hadron bundels voor hoge luminositeit kan de nominale bundel-positie lichtjes veranderen. Indien men wil vermijden dat de detectie-elementen beschadigd raken moet het mogelijk zijn deze te verwijderen tijdens de injectie, acceleratie en afstemming. Tijdens perioden van stabiele operatie moet men de detectie elementen dan inbrengen en heel dicht bij de proton bundel plaatsen. Bovendien mag deze operatie uiteraard de kwaliteit van het vacuüm dat heerst in de bundel-pijp niet aantasten. De oplossing aan dit probleem heet om historische redenen: een 'Roman Pot'. Een Roman Pot bestaat uit 2 bewegende delen: een duik-vat en het eigenlijke detectie-element. Het duik-vat is een cilindrisch vat dat aan de bovenkant open is en in contact met de atmosfeer. Een systeem van kragen en dichtingen aan de buitenzijde van het duik-vat maakt het mogelijk dat duik-vat in de bundel-pijp in te brengen. Het geheel van het duik-vat, met de bijhorende electronica, is aangegeven in figuur 3.2. Eens het duik-vat zo is ingebracht dat de bodem zich heel kort bij de nominale proton-bundel bevindt, kan het detectie-element in het vat neergelaten worden.

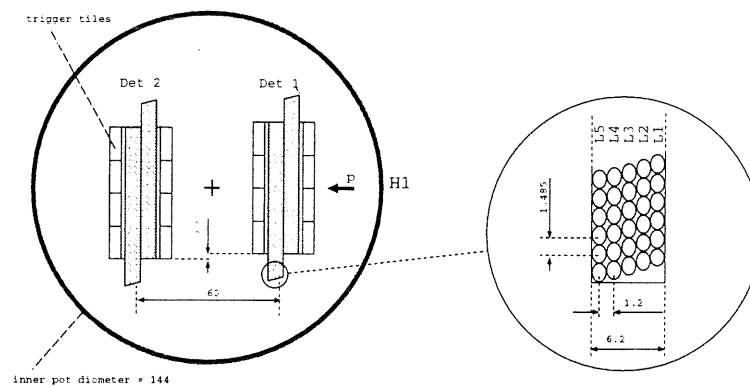
De detectie-elementen zelf bestaan uit een combinatie van scintillerende plastic vezels en scintillerende plastic tegeltjes. Het licht afkomstig van de scintillaties wordt via optische golfgeleiders naar foto-electronica *buiten* het duik-vat geleid om te vermijden dat die gevoelige electronica blootgesteld zou worden aan een hoog niveau van ioniserende straling.

3.2.3 De structuur van een FPS detector.

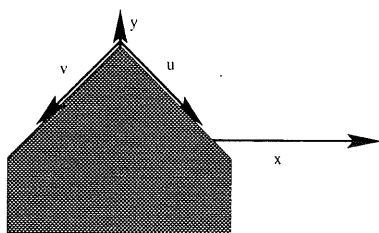
In elk meet-station bevindt zich een detector, die zelf bestaat uit 2 sub-detectors die in de bundel-richting 6 cm van elkaar gescheiden zijn. Deze twee sub-detectors zijn gemonteerd op een platform dat in het duik-vat kan gaan. Een drie-dimensionale schets van het detector-element zelf (van onderen bekeken) vindt men in figuur 3.3. In figuur 3.4 is een meer gedetailleerde afbeelding van de structuur van het detectie-element aangegeven: het is een onder-aanzicht langs de as van het duik-vat gezien. Ten gevolge van de hoek van 45 graden die de



Figuur 3.3: Zicht op het detectie-element, van onderen bekeken.



Figuur 3.4: Geometrie van een detector. In de linker tekening wordt een onder-aanzicht van de Roman Pot structuur gegeven, in de rechter tekening ziet men een detail-vergroting van een klein deel van een stel van 5 vezel-vlakken horende bij een sub-detector.

Figuur 3.5: Het coördinatenstelsel $u-v$.

vezels maken met deze as zijn de cilindrische vezel-doorsneden (rechter afbeelding in figuur 3.4) voorgesteld als ellipsen. In het transversale vlak (t.o.v. de bundel) zijn 2 coördinaatsrichtingen gedefinieerd: u en v , zoals geïllustreerd in figuur 3.5. Ze maken een hoek van 45 graden met de x en y assen in het H1 coördinatenstelsel. De y -as is parallel met de (verticale) symmetrie-as van het duik-vat. In figuur 3.6 vindt men de projecties op het $u-z$ coördinaatsvlak en het $v-z$ coördinaatsvlak. De twee sub-detectoren zelf bestaan elk uit volgende structuur: een laag trigger tegeltjes in de u richting georiënteerd, 5 lagen van elk 48 scintillerende vezels (met diameter 1.05 mm), ook in de u richting. Vervolgens 5 lagen van elk 48 scintillerende vezels, nu in de v richting, en een laag trigger tegeltjes in de v richting. Binnenin een verzameling van 5 lagen scintillerende vezels is elke laag ten opzichte van de vorige verschoven over 210 micrometer (een vijfde van de diameter van een vezel). De overeen-komende vezel-lagen in de twee sub-detectoren zijn onderling verschoven over 105 micrometer (een tiende van de diameter van een vezel). De trigger-tegeltjes zelf zijn 5 millimeter dik. Er zijn 4 tegeltjes per trigger-laag. In figuur 3.7 geeft een perspectief-tekening de vorm en plaatsing van de tegeltjes aan.

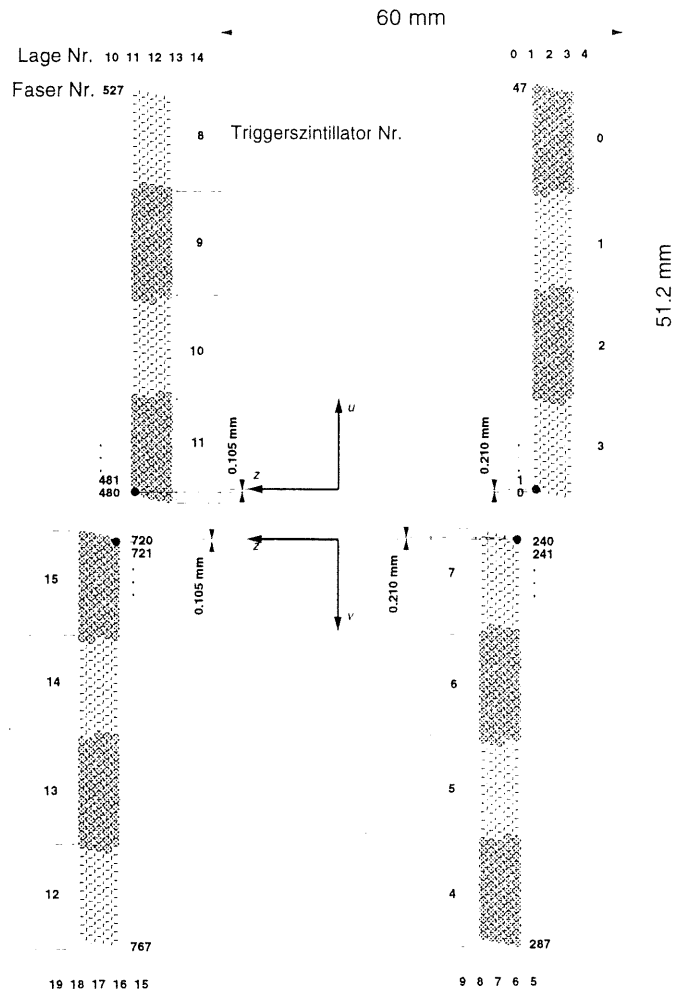
3.2.4 De opto-electronica van de FPS detector.

Elk trigger-tegeltje is via twee optische vezels verbonden met een aparte foto-multiplicator. Elke vijfvoudige laag van scintillerende vezels is verbonden met een 'PSPM', een positie-gevoelige foto-multiplicator. Zo een positie-gevoelige foto-multiplicator bestaat uit een raster van 8 maal 8 aparte uitlees-vlakjes en elk uitlees-vlakje is verbonden met 4 scintillerende vezels door middel van 4 optische vezels. Dat wil zeggen dat er geen onderscheid kan gemaakt worden tussen een scintillatie in elk paar van deze vier vezels. De precieze keuze van welke scintillator aan welk vlakje verbonden is, is een relatief ingewikkelde zaak en de uiteindelijke afbeelding heet een masker. De reden waarom aan deze multiplexing wordt gedaan is louter economisch (ten gevolge van de prijs van een PSPM). Het basis-idee is dat de FPS enkel een goede meting moet opleveren wanneer er een proton in de eind-toestand aanwezig is dat door de FPS gedetecteerd wordt, en de spoor-reconstructie van meerdere deeltjes overbodig geacht wordt. Indien het masker goed gekozen wordt kan een enkel spoor steeds zonder ambiguïteiten gereconstrueerd worden.

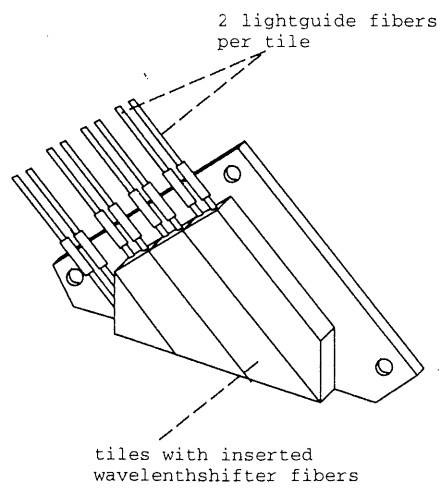
Uiteindelijk heeft men $48 \times 5 = 240$ vezels uit te lezen per vijfvoudige vezel-laag. Indien men viervoudige multiplexing aanhoudt betekent dat dat men 60 kanalen nodig heeft in de PSPM om alle vezels uit te lezen. De 8×8 PSPM heeft 64 vlakjes. De 4 overblijvende uitlees-vlakjes worden aan vier lichtgevende diodes gekoppeld, die als test-puls generator dienen.

3.3 De computer-simulatie van detectoren van ioniserende straling.

GEANT is een programmeer omgeving, geconstrueerd te CERN, die het toelaat om zeer algemeen de signalen van deeltjes-detectoren te simuleren. Het pakket bestaat enerzijds uit een data-structuur (en alle nodige hulpmiddelen om die data-structuur op te bouwen) die een statische geometrische opbouw van een experimentele installatie beschrijft aan de hand van homogene deel-volumes, en anderzijds uit een systeem dat het toelaat om elementaire deeltjes van verschillende aard stap voor stap doorheen deze volumes te volgen en hun interacties in de materie te berekenen.



Figuur 3.6: Schema van de detector in $u - v$ projecties.



Figuur 3.7: De trigger-tegeltjes.

3.3.1 GEANT geometrie.

De geometrische data-structuur zoals aangewend in GEANT is een hiërarchisch systeem dat toelaat binnenin gedefinieerde volumes deel-volumes in te voeren. Aan elk deel-volume wordt dan op zijn beurt een coördinaten-systeem toegekend en binnenin dat coördinaten-systeem legt men dan weer kleinere deel-volumes vast. Als deel-volumes heeft men de keuze uit een aantal geometrische primitieven, zoals balken, cilinders, bollen... Het is ook mogelijk meerdere kopieën van een deel-volume in te voeren op al dan niet regelmatige afstanden van elkaar. De gehele onder-structuur is dan automatisch mee gedupliceerd. Deel-volumes mogen de begrenzingen van hun moeder-volume niet overschrijden. Zulk een systeem wordt ook wel 'Russische pop geometrie' genoemd.

Eens de geometrische hiërarchie is ingevoerd kan men aan volumes een (homogene) materiële inhoud geven. Deze materiële inhoud bestaat uit een gewogen mengsel van isotopen. Ook vacuüm is uiteraard een mogelijkheid, die kan aangewend worden om niet-fysische geometrische constructies uit te werken. Sommige volumes kan men definiëren als zijnde *actieve volumes*. Deze zijn belangrijk voor het deel van de detector waar sporen worden gevolgd. Een ander aspect aan deze manier van werken is dat bewegende structuren niet mogelijk zijn. De geometrie van de detector is volledig statisch ingevoerd. Dat zal een beperking opleggen aan de wijze waarop de bewegende delen van de FPS gesimuleerd kunnen worden. Aan een volume kan men ook een (statisch) magnetisch veld associëren⁴.

3.3.2 GEANT opvolging van deeltjes sporen

De initiële lijst van deeltjes kan ofwel een verzameling specifieke test-deeltjes zijn, ofwel een eind-toestand van een voorspelde fysische interactie (door een Monte Carlo generator programma waarin een fysisch interactie-model is ingebouwd bijvoorbeeld). Dat aspect valt buiten het kader van de detector-simulatie zelf en wordt niet voor rekening van GEANT genomen.

Wat GEANT wel doet is de deeltjes opvolgen doorheen de detector. Dat gaat als volgt in zijn werk: GEANT houdt een stapel deeltjes bij (hieronder verstaan we dat de huidige positie en impuls evenals de aard van het deeltje wordt opgeslagen in een stapel-structuur) die nog moeten gesimuleerd worden. Het 'bovenste' deeltje van de stapel wordt van de stapel gehaald en gevolgd. Hiermee wordt bedoeld dat de baan van het deeltje binnenin de volumes van de detector wordt geëxtrapoleerd over een zekere lengte, die afhankelijk is enerzijds van de materiële samenstelling van het volume waarin het deeltje zich bevindt en anderzijds van de nabijheid van een grens-wand van een of andere geometrisch volume. De materiële samenstelling, samen met de aard en de energie van het deeltje bepaalt de frequentie van de verschillende fysische processen die zich kunnen voordoen, en op Monte Carlo wijze wordt dan beslist welk proces zich waar gaat voordoen. Tot aan die plaats volgt het deeltje dan zijn baan, en ter plaatse wordt een *stop-punt* gegenereerd. Deeltjes maken ook systematisch een *stop* bij de binnenkomen en het verlaten van een volume. Het opvolgen van een deeltje houdt op daar waar het deeltje het hoogste volume in de geometrische hiërarchie verlaat, daar waar een of andere limiet waarde wordt overschreden (bijvoorbeeld een beneden-limiet op de deeltjes energie) of waar het deeltje deelneemt aan een fysisch proces dat op natuurlijke wijze een einde stelt aan de baan van het deeltje. Eens het opvolgen van een deeltje beëindigd is gaat GEANT over tot het opvolgen van het volgende deeltje op de stapel, tot de stapel leeg is. Indien de stapel leeg is, stopt de simulatie van deze gebeurtenis.

Samenvattend kan men dus stellen dat GEANT voor elk deeltje een een eindig aantal stop-punten berekent langs-heen het traject van dat deeltje.

3.3.3 Wat gebeurt er op een *stop-punt* ?

De stopplaatsen van de deeltjes zijn eigenlijk de belangrijkste activiteiten in het GEANT gebeuren. Inderdaad, het is op deze specifieke plaatsen dat zich de fysische processen voordoen die aan de basis liggen van de detector respons. We beperken ons hier tot een overzicht van de processen die zich kunnen voordoen. Indien het fysische proces aanleiding geeft tot het ontstaan van secundaire deeltjes, dan worden deze deeltjes mee toegevoegd aan de stapel te verwerken deeltjes. Indien het fysische proces aanleiding geeft tot het natuurlijke einde van de baan van een deeltje (bijvoorbeeld door destructie of door absorptie) dan wordt dit signaleerd aan het proces dat het deeltje aan het volgen is. Indien het fysische proces een verandering veroorzaakt in de kinetische toestand van het deeltje (richtingsverandering, energie-vermindering), dan worden die parameters op de nodige wijze aangepast zodat het proces dat het deeltje volgt, de baan verder in de juiste richting voortzet. De beschouwde processen laten toe de essentiële interacties van deeltjes in de materie te beschrijven voor deeltjes met een energie tussen 10 keV en 10 TeV. De processen die in GEANT geïmplementeerd zijn, zijn:

- Deeltjes-verval.

⁴GEANT berekent dat veld niet, en de gebruiker is zelf verantwoordelijk voor de velden die hij invoert. GEANT houdt er echter wel rekening mee bij de baan-berekening van geladen deeltjes.

- Veelvoudige verstrooiing.
- Foton geïnduceerde nucleaire fissie.
- Muon-kern interacties.
- continu energie-verlies. Dit is een speciaal geval, in de zin dat het geen gebeuren is in een punt, maar continu gespreid is langs-heen het spoor. Bij elke stop wordt de balans opgemaakt van hoeveel energie op deze wijze is verloren gegaan gedurende de laatste stap. continu energie-verlies is complementair aan de uitstraling van delta-elektronen.
- het foto-elektrisch effect.
- Compton verstrooiing.
- paar-productie.
- bremsstrahlung.
- het Rayleigh effect (verstrooiing van fotonen aan atomen en moleculen).
- delta elektron afstraling.
- positron annihilatie.
- hadronische interacties. GEANT zelf simuleert geen hadronische interacties, maar het is mogelijk een software-pakket in GEANT te plaatsen dat wel hadronische interacties beschrijft. In wat volgt werd gebruik gemaakt van het software systeem GEISHA.
- synchrotron straling.

Er wordt nagegaan of de eerstvolgende stop geassocieerd is aan het binnentreden van, het verlaten van of een fysisch proces binnenin een *aktief* volume. In deze drie gevallen wordt een gebruiker-routine aangeroepen. Het is op deze wijze dat de gebruiker geïnformeerd wordt over de gang van zaken in de simulatie: inderdaad houdt GEANT zelf niets bij over het gehele gebeuren. Het is de verantwoordelijkheid van de gebruiker om tijdens deze 'actieve' stops de relevante informatie (zoals gedeponeerde ionisatie-energie en excitatie energie) bij te houden om dan achteraf te kunnen bepalen hoe een zeker detector onderdeel zal reageren.

3.3.4 Fysische processen.

In de vorige sectie werd reeds uiteengezet welke fysische processen gesimuleerd kunnen worden met GEANT. Van al die processen zullen de volgende van belang zijn voor het gedrag van de FPS:

- ionisatie, excitatie en uitzending van δ -elektronen
- veelvuldige verstrooiing
- hadronische interacties

Ionisatie (en excitatie) is voor onze simulatie heel belangrijk: het is de totaal geaccumuleerde ionisatie energie die zal bepalen hoeveel scintillatie licht een vezel uitzendt. Ionisatie in materie ten gevolge van de doorgang van een puntlading bestaat uit het vrijmaken van elektronen uit hun gebonden toestand. Indien de overgedragen energie niet voldoende is om het elektron echt vrij te maken, spreekt men van excitatie. De kinetische energie van het vrijgemaakte elektron in het geval van ionisatie heeft een continu spectrum. Het is niet nuttig om deze elektronen apart te beschouwen indien de energie heel laag is, enkel de totale hoeveelheid ionisatie energie is van belang. Daarentegen kan het nodig zijn de meer energetische elektronen wel te volgen, omdat het geladen deeltjes zijn die zich over makroskopische afstanden kunnen verplaatsen. Vandaar dat er een scheiding in energie wordt toegepast: ionisatie wordt beschouwd als een continu energie-verliezend proces (onderhevig aan statistische fluctuaties) voor alle elektronen beneden een zekere energie; boven die energie wordt het effect beschreven als de discrete uitzending van elektronen met een zeker spectrum. Die elektronen heten δ elektronen. Voor een invallend proton vindt men [Gro94] als aantal vrijgemaakte δ -elektronen per lengte en energie-interval:

$$\frac{1}{\rho} \frac{d^2 N}{dT dx} = \frac{1}{2} K \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \frac{F(T)}{T^2} \quad (3.1)$$

x is de afgelegde weg van het proton in de materie, ρ is de dichtheid van de materie. $F(T)$ is een spin-afhankelijke functie, maar ver beneden T_{\max} is $F(T) \approx 1$. T is de kinetische energie van het uitgestoten elektron, Z het atoom-getal van het medium, β is de snelheid van het invallende proton ten opzichte van de lichtsnelheid.

$$T_{\max} = \frac{2m(\gamma^2 - 1)}{1 + 2\gamma(m/M) + (m/M)^2} \quad (3.2)$$

met $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$, m de elektron massa en M de proton massa, is de kinematisch maximaal overdraagbare energie tussen proton en elektron en

$$\frac{K}{A} = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \approx 0.307 \frac{MeV cm^2}{g} \quad (3.3)$$

(hierin zijn N_A het getal van Avogadro, r_e de klassieke elektron straal, m_e de massa van het elektron en c de lichtsnelheid). Integratie van $\frac{d^2N}{dTdx}$ over T , van T_δ tot T_{\max} (waar T_δ de waarde van de kinetische energie is boven de welke we δ -elektronen individueel beschouwen) levert ons dan de totale hoeveelheid delta elektronen die beschouwd dienen te worden boven de energie T_δ . Anderzijds is geweten dat voor een $T_\delta \approx 300 KeV$ de dracht van de orde van 1 millimeter is in het beschouwde materiaal [Gro94]. Een millimeter komt overeen met de dikte van een scintillerende vezel.

Uit een kinematische berekening kan men afleiden dat een elektron dat een energie T heeft ontvangen, een hoek θ maakt met de invallende proton richting (in het referentie-systeem waar het elektron initieel in rust is):

$$\cos \theta = \frac{(m_e + E_p)T}{\sqrt{E_p^2 - T^2} \sqrt{T^2 + 2m_e T}} \quad (3.4)$$

In de benadering waarin E_p (de invallende proton energie) veel groter is dan M (dus het proton ultra-relativistisch is), vindt men

$$\cos \theta \approx \frac{T}{\sqrt{T^2 + 2m_e T}} \quad (3.5)$$

De verstrooiingshoek hangt enkel nog af van T , en niet meer van de energie van het proton.

Veelvuldige verstrooiing is een proces waarbij het energie-verlies van het deeltje verwaarloosbaar is, maar de baan lichtjes gewijzigd wordt. Dat zal voor onze simulatie in 2 gevallen belangrijk zijn: ten eerste is een kleine baan-wijziging in de baan van het doorgaande proton in het materiaal in het eerste meet-station van belang, omdat — ten gevolge van de grote afstand tussen de twee meet-stations — dat een duidelijke invloed heeft op de inpakt positie in het tweede meet-station. Ten tweede heeft veelvuldige verstrooiing een vrij drastische invloed op de baan van de δ -elektronen.

Tenslotte dient men ook rekening te houden met **hadronische interacties**. Inderdaad, hoewel relatief zeldzaam, kan het proton interageren met een kern in de materie. Indien dat gebeurt ontstaan vele sporen van nieuwe deeltjes die in verschillende richtingen vertrekken. Indien hadronische interacties plaatsgrijpen zal dit een vrij negatieve invloed hebben op de mogelijkheid om de kinematica van het invallende proton te beschrijven, en het is bijgevolg belangrijk deze processen mee te beschouwen in de simulatie. Twee modellen kunnen gebruikt worden: GEISHA en FLUKA. Beide zijn gebaseerd op getabelleerde werkzame doorsneden voor verschillende hadronische processen. In wat volgt werd gebruik gemaakt van het GEISHA pakket.

3.3.5 Detector-simulatie.

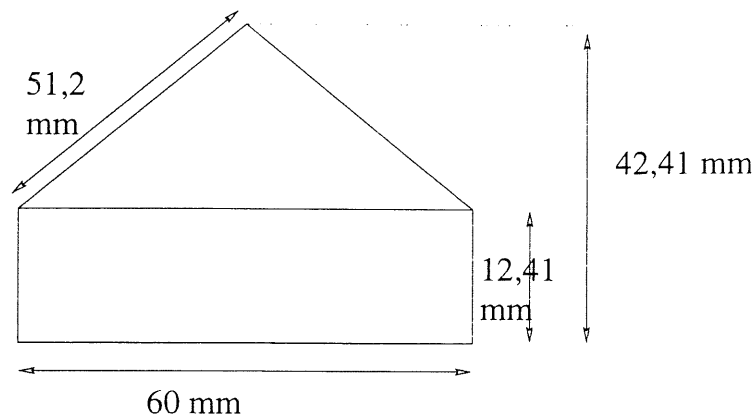
Nadat GEANT alle deeltjes individueel doorheen de materie van de detector-volumes heeft gevolgd, en telkens er iets gebeurde in een 'actief volume' een gebruiker-routine heeft aangeroepen om de gebruiker in staat te stellen de nodige gegevens bij te houden, is het 'deeltjes-fysische' aspect van de simulatie voorbij. Dit eerste aspect van de simulatie heet de HIT stap. De gebruiker dient dan met deze bijgehouden gegevens zelf te bepalen hoe een bepaalde detector zal reageren. Dat tweede deel heet de DIGI stap.

3.4 Beschrijving van de implementatie van de FPS simulatie.

3.4.1 Geometrie.

Beschrijving van de bundel-optica en het duik-vat.

De implementatie van de bundel-optica houdt in dat de magnetische velden gedefinieerd werden. Dat stelt GEANT in staat om de baan-berekening door te voeren van deeltjes vanaf het interactie-punt tot aan de meet-stations. De materiële hindernissen (zoals collimatoren) werden ingevoerd zodat op correcte wijze kan rekening



Figuur 3.8: Geometrie van een actief vlak.

gehouden worden met de acceptantie-beperkingen die hiervan het gevolg zijn. Vanwege de statische natuur van de geometrie en materiaal beschrijving in GEANT moet men zich beperken tot de nominale veld-waarden en configuraties. Wijzigingen hierin worden niet beschreven door de simulatie. Uiteindelijk komt men tot een hiërarchische volume-structuur⁵ van de bundel-lijnen en de opstelling van de duik-vaten [Lis].

Beschrijving van de actieve volumes.

Logischer wijze zouden de actieve volumes de scintillerende vezels en de trigger tegeltjes moeten zijn. Beschouwingen in verband met de efficiëntie van het programma leidden ertoe dat het aantal als actief gedefinieerde volumes in H1SIM moet beperkt worden en bijgevolg konden we tijdens de specificaties deze primitieve volumes niet invoeren. Vandaar dat de actieve volumes *vezel-vlakken en trigger tegel vlakken* zullen zijn. In figuur 3.8 wordt de geometrie van een actief vlak geschetst. Elk actief vlak heeft de vorm van een onregelmatig 5-zijdig prisma, dat naar gelang het om een vezel-vlak, dan wel een trigger-tegelvlak gaat, 1,05 millimeter, respectievelijk 5 millimeter als dikte heeft. De dwarse vorm (figuur) kan samengesteld worden uit een primitief balk-vormig prisma en een aansluitend driehoekig prisma. Deze primitieven zijn aanwezig in GEANT. De bodem van het actieve volume is vastgelegd op 0,35 millimeter van de bodem van het duik-vat.

⁵De volume-hiërarchie heeft de volgende gedaante:

1. Het moeder-volume van H1SIM heet H1EX en is een heel grote, lege kubus met 111 m zijde.
2. De gehele voorzijde van de bundel-geometrie in voorwaartse richting vanaf 6,35 meter zit in de lege cilinder FWFE.
3. Hierin is een lege cilinder gedefinieerd, FBL2, die loopt van 24,4 meter tot 91,25 m in de voorwaartse richting. De reden hiervoor is dat men tot hier toe enkel maar de simulatie had geïmplementeerd tot aan 24,4 meter.
4. Van 48,8 meter tot 91,24 meter is een cilinder JD00 gedefinieerd. De symmetrie-as van deze cilinder is over 1,58 cm verschoven (in de x -richting) ten opzichte van de H1 z -as. Dat werd gedaan omdat men de nominale bundel op de lokale z -as wilde houden en de magnetische optica op 48,8 meter inderdaad zo een afbuiging invoert.
5. Hierbinnen werd een cilinder JD0 gedefinieerd, wiens symmetrie-as een verticale hoek van 0,329 graden maakt met de symmetrie-as van JD00. JD0 loopt van 79,04 meter tot 91,25 meter. De as van de echte bundel-pijp maakt immers op dezelfde plaats dezelfde opwaartse afbuiging.
6. In JD0 wordt op 80,5 meter een balk-vormige, lege doos ingevoerd: JDU0. Op 90 meter wordt een gelijkaardig volume JDV0 ingevoerd. Deze dozen zullen de beschrijvingen van de meet-stations zelf bevatten.
7. JDU1 is een lege verticale cilinder, die binnenin de doos JDU0 is gedefinieerd.
8. binnenin JDU1 is een kortere cilinder JDU2 gebouwd.
9. binnenin JDU2 wordt JDUD ingevoerd: dat is een half-cilinder, die de helft van het duik-vat dient te beschrijven. Door een kloning wordt de spiegel-symmetrische kopie van JDUD aan de andere zijde toegevoegd, zodat het duik-vat volledig is.
10. binnenin JDUD (de half-cilinder) wordt een iets kleinere, lege half-cilinder JDUE gebouwd. Het is binnenin deze half-cilinder dat onze actieve volumes zich zullen moeten situeren. Ten gevolge van de automatische recursieve kloning in GEANT, worden onze actieve volumes automatisch mee gespiegeld, zodat we slechts een enkele sub-detector moeten specificeren: de andere is gewoon het spiegelbeeld en wordt automatisch mee bepaald.

3.4.2 De implementatie van de HIT stap.

Indien GEANT tijdens een 'actieve stop' de gebruiker-routine aanroept, en indien daar bepaald wordt dat het om een van de FPS actieve volumes gaat slaan we de relevante informatie van deze inpakt op. We accumuleren alle ionisatie energie die tijdens het volgen van een spoor-segment tussen het binnenkomen en het verlaten van een actief FPS volume wordt gedeponeed. We noteren tevens waar het deeltje het volume is binnengekomen (punt A) en waar het deeltje het volume heeft verlaten (punt B). We maken de aanname dat het spoor-segment kan benaderd worden door een lijnstuk $[AB]$.

In het geval het beschouwde actieve volume een trigger-tegelvlak was, is het vrij eenvoudig uit te maken welke de tegels zijn waar het spoor is doorheen gegaan: alle tegels⁶ welke de transversale projectie ligt tussen de transversale projecties van A en B worden aangesproken.

In het geval het actieve volume een vezel-vlak was, zijn de zaken wat gecompliceerder. Hoewel als een homogeen prismatisch volume in GEANT geïmplementeerd, bestaat zo een vezel-vlak eigenlijk uit 48 aparte cilindrische vezels die in-gebed zijn in lijm. Wat de materiële samenstelling betreft is de beschrijving als homogeen prismatisch volume dus niet zo slecht, aannemende dat de samenstelling van lijm en van scintillerende vezel min of meer gelijk is. Met de gegeven GEANT geometrie is het onmogelijk om uit te vinden welk deel van de gedeponeede ionisatie energie in de vezel terecht komt en welk deel in de lijm, omdat we enkel de geaccumuleerde waarde over het volledige traject kennen. We maken de ansatz dat de ionisatie energie uniform is verdeeld langs-heen het lijnstuk $[AB]$. Indien \mathbf{a} de richtingsvector is langs-heen de as van een vezel, \mathbf{b} een punt is op deze as, \mathbf{a}' de richtingsvector is van het lijnstuk $[AB]$ en \mathbf{b}' een punt is van dat lijnstuk, dan is de dichtste afstand δ van het spoor $[AB]$ tot de as van de vezel gelijk aan [Euc00]:

$$\delta = \frac{\mathbf{a} \times \mathbf{a}'}{|\mathbf{a} \times \mathbf{a}'|} (\mathbf{b} - \mathbf{b}') \quad (3.6)$$

en de totale lengte van het spoor binnenin een vezel met straal R is gegeven door Δ (indien δ kleiner is dan R):

$$\Delta = \frac{2\sqrt{R^2 - \delta^2}}{|\mathbf{a} \times \mathbf{a}'|} \quad (3.7)$$

3.4.3 De implementatie van de DIGI stap.

Eens de HIT stap afgelopen is zijn de hoeveelheden gedeponeede ionisatie energie voor alle trigger-tegels en voor alle vezels gekend. Op basis van deze energie-deposities wordt dan de elektronische respons van de FPS detector berekend.

Voor de trigger-tegels is de totale energie-depositie in de tegel het uitgangspunt van de simulatie van de electronica; in het geval we te maken hebben met de scintillerende vezels passen we eerst het multiplex schema toe: de energie-deposities van de 4 verschillende vezels die tot eenzelfde fotomultiplicatie-kanaal behoren worden samengeteld.

Een vrije parameter in het simulatie-model beschrijft het geheel van de scintillatie-efficiëntie, het verlies aan licht in de koppeling van de licht-geleider aan de scintillerende vezel, het licht-verlies in het transport tot aan het foto-elektrisch element en de conversie efficiëntie van het licht in een elektrisch signaal. De reden dat deze effecten niet apart gemodelleerd worden ligt daarin dat het met de gegeven opstelling niet mogelijk is om aparte experimentele resultaten over deze verschillende onderdelen van de signaal-weg te bekomen, en bijgevolg zouden we een onder-gedetermineerd stelsel bekomen bij het afstemmen van het simulatie-model.

Bovenop deze 'fysische' inpakten heeft elk foto-multiplicator kanaal een zekere kans n — een tweede vrije parameter van het simulatie-model — om spontaan een inpakt te genereren (ruis).

Tenslotte wordt een overspraak effect geïmplementeerd. Men had bij testen van prototypes van de meerplaats-fotomultiplicatoren vastgesteld dat de foutieve inpakten van naburige⁷ kanalen gecorreleerd waren met 'goede' inpakten waar een test-bundel passeerde. Er was bijgevolg een reden om aan te nemen dat er zich overspraak voordeed tussen naburige kanalen van de foto-multiplicator. Dat is in de simulatie op volgende wijze gesimuleerd: een fysische inpakt in een gegeven cel geeft aanleiding tot een kans om een inpakt in een naburige cel te veroorzaken. Deze kans is gegeven door de integratie van een 2-dimensionale Gaussische kans-verdeling met als centrum het middelpunt van de cel van de plaats-gevoelige foto-multiplicator waar zich een echte inpakt heeft voorgedaan over het oppervlak van de cel van de plaats-gevoelige foto-multiplicator waar zich de overspraak zou manifesteren. De spreiding (standaard-afwijking) van deze Gaussische kans-verdeling is eveneens een vrije parameter van het simulatie-model.

⁶In de praktijk wordt natuurlijk meestal slechts 1 tegel aangeraakt, en in de uitzonderlijke gevallen van een spoor dat zich op de scheidingslijn van 2 tegels bevindt, kunnen 2 tegels bereikt worden. Niettemin dient men de mogelijkheid open te houden voor deeltjes die zich evenwijdig aan het transversale vlak in het tegel-materiaal voortbewegen en doorheen meerdere tegels gaan, zoals bijvoorbeeld extreem energetische δ -elektronen dat kunnen.

⁷Hier heeft 'naburig' de betekenis van 'dichtbij op het rooster in de positie-gevoelige foto-multiplicator'.

3.5 Resultaten van de simulatie.

Om na te gaan welke de relatieve invloeden zijn op de werking van de FPS-detector van de fysische processen die geladen deeltjes ondergaan in de materie, gaan we enkele van deze processen apart in rekening brengen.

3.5.1 De HIT stap.

In wat volgt tonen we aan dat δ -elektronen een zichtbare invloed hebben op het gedrag van de FPS detector (wat betreft het aantal kanalen waarin zich energie-deposities voordoen). Hierbij zijn vooral de lager-energetische δ -elektronen van belang. We tonen ook aan dat de andere processen ook een invloed hebben op het aantal aangeslagen kanalen.

Ionisatie.

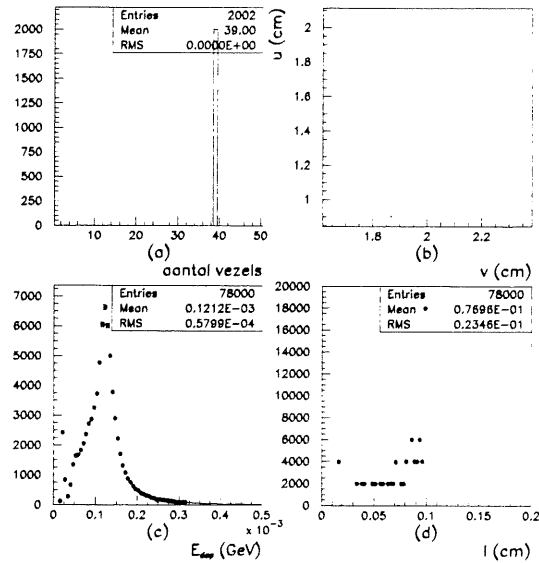
In figuur 3.9 worden enkele resultaten voorgesteld van een simulatie waarbij een proton van 620 GeV en een hoek $\theta = 0$ ten opzichte van de invallende proton-bundel in de eind-toestand wordt gegeven. Het enige fysische proces (naast afbuigingen ten gevolge van magnetische velden) dat in rekening wordt gebracht is ionisatie. In figuur 3.9 (a) wordt het aantal vezels waarin zich een energie-depositie heeft voorgedaan per gebeurtenis weergegeven. Zoals men ziet zijn voor de 2000 gebeurtenissen steeds precies 39 vezels geraakt. Er zijn 40 lagen vezels in totaal. Het spoor van een 620 GeV proton is blijkbaar zodanig, dat het in 1 specifieke laag niet doorheen het gevoelige deel van een scintillerende vezel gaat. Elk vezel-vlak (er zijn 40 vezel-vlakken, 20 in de detector op 80 meter, en 20 in de detector op 90 meter) heeft een lokaal u - v coördinaten stelsel, waarvan de oorsprong overeenkomt met de tip van het gevoelige element en waarvan de u en v assen langs-heen de zijden van de driehoek die het bovenste deel van het gevoelige vlak uitmaakt, lopen. In figuur 3.9 (b) wordt op de horizontale as de v waarde en op de verticale as de u waarde in centimeter uitgezet. De punten stellen de doorgangspunten van een deeltje voor in een van de veertig gevoelige volumes. Men onderscheidt twee groepen van telkens 2 dicht bij elkaar liggende punten. De twee punten in de buurt van (1.7cm, 0.95cm) komen overeen met de doorgang van het 620 GeV proton in de detector op 90 meter. De twee punten in de buurt van (2.3cm, 2cm) komen overeen met de doorgang van de detector op 80 meter. De twee punten komen telkens overeen met de 2 sub-detectors die in elk meet-station zijn opgebouwd. Elk zichtbaar punt bestaat uit 10 heel dicht bij elkaar liggende punten: de doorgangen door de 10 opeenvolgende gevoelige volumes in een sub-detector. De resolutie van de grafiek laat ons echter niet toe deze 10 punten te onderscheiden. In figuur 3.9 (d) wordt de pad-lengte in cm van het proton-spoor doorheen het gevoelige deel van een vezel aangegeven. Elk van de 39 vezels wordt in principe op een verschillende manier gesneden door de baan van het proton en komt dus overeen met een andere afgelegde weg binnenin die vezel. Niettemin volgen de 2000 gesimuleerde protonen exact dezelfde baan, en men vindt bijgevolg dezelfde afstanden voorkomen in veelvoud van 2000 gebeurtenissen. In figuur 3.9 (c) vindt men de verdeling van de energie depositie (in GeV) per vezel. In grote mate is deze distributie een Landau verdeling, geconvolveerd met de verdeling in figuur 3.9(d). Merk op dat de gemiddelde energie-depositie van de orde van 120 keV bedraagt.

Effect van δ elektronen en andere fysische processen.

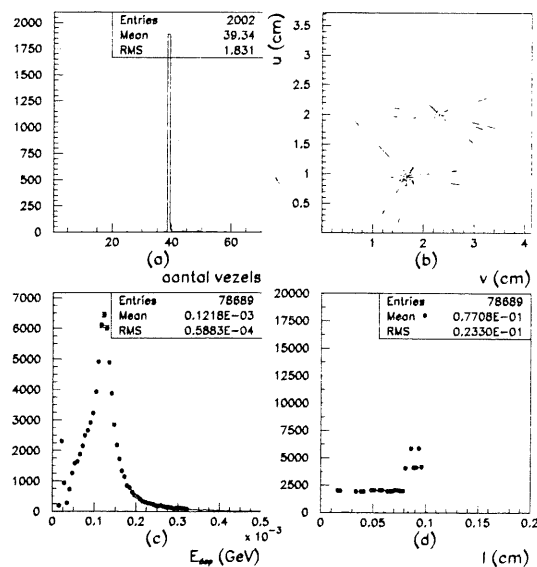
De opbouw van figuur 3.10 is gelijk-lopend met die van figuur 3.9. Het verschil met de situatie besproken in de vorige sectie is dat in dit geval, energetische δ -elektronen (boven 10 MeV) ook gesimuleerd worden. Het effect is op vrij spectaculaire wijze zichtbaar in figuur 3.10 (b), waar men de inpakten van de δ -elektronen in de actieve vlakken waarneemt. Door de relatief grote hoeken waaronder δ -elektronen uitgezonden worden, ziet men vaak spoortjes van 10 opeenvolgende punten (de doorgangen doorheen de 10 actieve vlakken van een sub-detector). Hoewel men heel duidelijk deze δ -elektronen kan waarnemen, hebben ze heel weinig invloed op het aantal geraakte vezels (a), of op de verdeling van de energie-depositie in de vezels. De reden hiervoor is dat de werkzame doorsnede voor δ -elektronen boven de 10 MeV relatief klein is: uit de formule 3.1 leiden we af (voor $Z \approx 6$):

$$\frac{1}{\rho} \frac{dN}{dx} \approx 1 \frac{MeV \cdot cm^2}{g} \frac{1}{T_{min}} \quad (3.8)$$

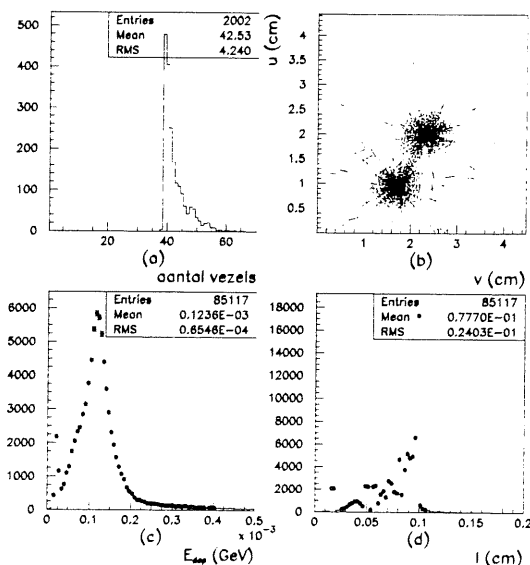
Nemen we aan dat het materiaal onder studie een dichtheid heeft vergelijkbaar met die van water ($1 \frac{g}{cm^3}$) dan levert ons dit gemiddeld 0.1 delta-elektron per centimeter op indien $T_{min} = 10 MeV$. Indien $T_{min} = 100 KeV$ dan verwachten we 10 delta-elektronen per cm (of 1 per millimeter = de vezel-dikte). Wanneer men de drempel voor δ -elektronen verlaagt tot 100 keV, bekomt men de resultaten geïllustreerd in figuur 3.11. Indien het energie-spectrum (c) van gedeponeerde ionisatie-energie in elke vezel min of meer hetzelfde aspect behoudt, ziet men wel een sterke toename in het aantal vezels (a) waarin er zich een energie-depositie heeft voorgedaan. De dracht van 100 keV elektronen is, korter dan 0.3 mm in het beschouwde materiaal. We hebben die waarde gekozen



Figuur 3.9: Een 620 GeV proton raakt de FPS: enkel ionisatie-processen. (a) aantal vezels met een energie-depositie, (b) $u - v$ projectie van de inpakt-punten in actieve volumes (cm x cm), (c) verdeling van de energie-depositie in een vezel (GeV), (d) verdeling van de afgelegde weg in een actief vezel-volume (cm).



Figuur 3.10: Een 620 GeV proton raakt de FPS: effect van 10 MeV δ -elektronen. (a) aantal vezels met een energie-depositie, (b) $u - v$ projectie van de inpakt-punten in actieve volumes (cm x cm), (c) verdeling van de energie-depositie in een vezel (GeV), (d) verdeling van de afgelegde weg in een actief vezel-volume (cm).



Figuur 3.11: Een 620 GeV proton raakt de FPS: effect van 100 keV δ -elektronen. (a) aantal vezels met een energie-depositie, (b) $u - v$ projectie van de inpakt-punten in actieve volumes (cm x cm), (c) verdeling van de energie-depositie in een vezel (GeV), (d) verdeling van de afgelegde weg in een actief vezel-volume (cm).

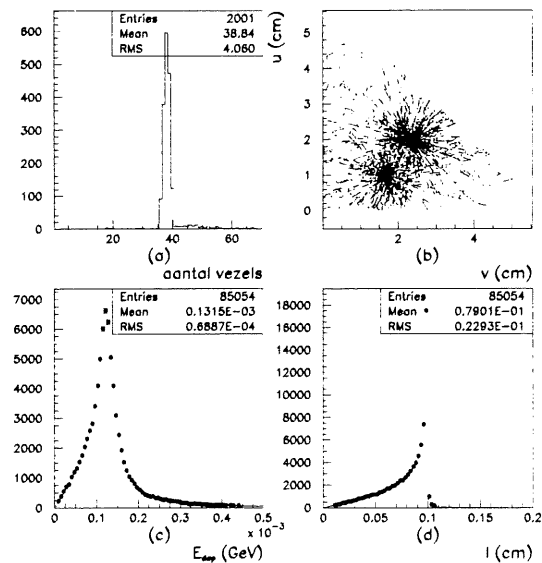
omdat de dracht kleiner dan de vezel-dikte. Veel lagere sneden hebben geen zin, omdat de meeste van de aldus ontstane elektronen nooit de vezel verlaten waarin ze zijn ontstaan. Hoewel ze een veel kortere dracht hebben dan 10 MeV δ -elektronen, neemt hun aantal zo sterk toe (de geïntegreerde werkzame doorsnede is proportioneel met $1/T_{min}$) dat de effecten op het gedrag van de detector nu wel duidelijk worden.

In figuur 3.12 (weerom opgebouwd op dezelfde wijze als figuren 3.9, 3.10 en 3.11) worden de andere fysische processen (in ons geval hoofdzakelijk veelvuldige verstrooiing en hadronische interacties) in rekening gebracht. Zoals men kan waarnemen in figuur 3.12 (a) beïnvloeden de fysische processen niet zo heel sterk het aantal geraakte vezels. In figuur 3.12 (b) ziet men niettemin de spectaculaire gevolgen van enkele hadronische interacties: de brokstukken vullen een groot deel van het actieve volume op. Ten gevolge van de veelvuldige verstrooiing veroorzaken de kleine willekeurige baan-veranderingen in de baan van het proton een volledig uitgesmeerde distributie van de afstanden afgelegd in de scintillerende vezels (figuur 3.12 (d)). Merk de abrupte daling op ter hoogte van 1 mm: dat is de breedte van het gevoelige deel van een vezel. Deze uitgesmeerde verdeling van afstanden afgelegd door geladen deeltjes in het actieve deel van een vezel geeft ook aanleiding tot een uitgesmeerde verdeling van de energie-deposities in de vezels (figuur 3.12 (c)). Men neemt waar dat er zich een energie-depositie van ongeveer 100 keV in een vezel voordoet indien die geraakt wordt door een minimaal ioniserend deeltje.

Protonen tussen 420 GeV en 820 GeV in de FPS.

De volgende simulatie wordt doorgevoerd: een staal protonen met energie tussen 420 GeV en 820 GeV wordt in het nominale interactie-punt langs-heen de z -as gevolgd. In figuur 3.13 (a) wordt de energie verdeling van ons staal protonen gegeven, in figuur 3.13 (b) wordt de hoek-verdeling (in graden) met de z -as getoond. Beide grootheden werden tijdens de simulatie onafhankelijk van elkaar op willekeurige wijze gegenereerd.

Voor zoverre het proton geen hadronische interactie ondergaat in enig materiaal, wordt het waargenomen in een dwarse doorsnede op 63 meter van het interactie-punt (figuur (c)), op 80 meter van het interactie-punt (figuur (d)) en op 90 meter van het interactie-punt (figuur (e)). De figuren geven deze doorsneden aan in de H1 x -coördinaat (horizontale as) en de H1 y -coördinaat (verticale as) uitgedrukt in cm. Ten gevolge van de manipulaties die de proton-bundel ondergaat in de bundel-optica neemt men een verschuiving over enkele centimeters van de nominale bundel-positie ten opzichte van de z -as van het H1 referentie-stelsel waar. Op 80 meter van het interactie-punt (figuur (d)) is deze nominale bundel-positie (-1.6 cm, 5,5 cm) en op 90 meter

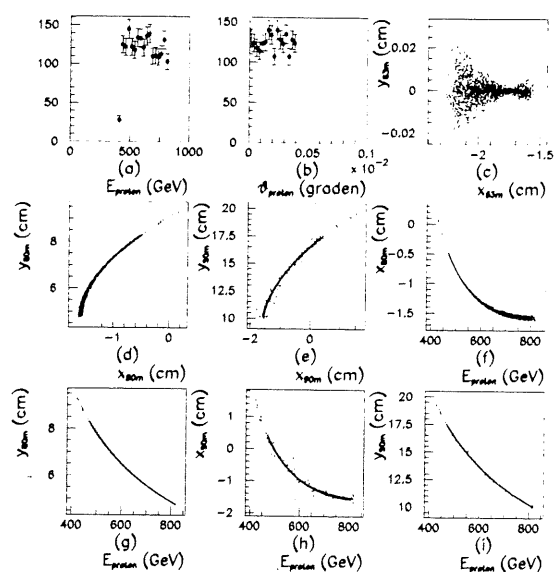


Figuur 3.12: Een 620 GeV proton raakt de FPS: effect van alle beschouwde fysische processen. (a) aantal vezels met een energie-depositie, (b) $u - v$ projectie van de inpakt-punten in actieve volumes (cm x cm), (c) verdeling van de energie-depositie in een vezel (GeV), (d) verdeling van de afgelegde weg in een actief vezel-volume (cm).

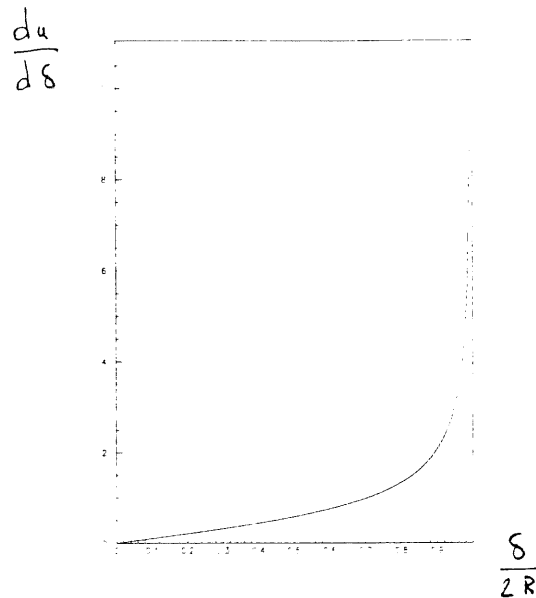
van het interactie-punt (figuur (e)) is de nominale bundel-positie (-1.8 cm, 10 cm). De doorsnede op 63 meter (figuur (c)) van het interactie-punt toont dat de doorgangspunten van de protonen een twee-dimensionale geometrische figuur opvullen. In de doorsneden op 80 meter (d) en 90 meter (e) vormen de doorgangspunten eerder een kromme met heel weinig spreiding. In figuur (f) is de x -coördinaat van het doorgangspunt op 80 meter weergegeven in functie van de proton energie. Zoals men kan waarnemen is er een eenduidig verband tussen beide. Figuur (g) geeft de y -coördinaat van het doorgangspunt op 80 meter weer in functie van de proton energie. Figuren (h) en (i) geven respectievelijk de x en de y coördinaat van het doorgangspunt op 90 meter weer in functie van de proton energie. Ook hier neemt men een sterke correlatie waar tussen de positie en de proton energie.

In figuur 3.15 (met een gelijkaardige opbouw als figuren 3.9, 3.10, 3.11 en 3.12) worden de resultaten getoond van een simulatie waarbij protonen die een uniforme verdeelde energie tussen 420 GeV en 820 GeV bezitten (en een kleine hoek $\theta < 0.0004$ graden met de z -as maken). Alle fysische processen zijn gesimuleerd, en de onder-grens voor δ -elektronen is deze keer op 100 keV gesteld. In figuur 3.15 (b) worden de inpakten van de deeltjes getoond. De dikkere zwarte streep in het midden van de figuur stelt de plaats voor waar men normaal het proton zou verwachten. De bijproducten (δ -elektronen en resten van hadronische interacties) vullen het volledige actieve volume van de detector op. In figuur 3.15 (a) wordt het histogram van het aantal vezels dat een energie-depositie heeft gekend, voorgesteld. Men neemt twee uitgesproken pieken waar: rond de 20 en rond de 40 vezels worden geregeld aangesproken. De piek waarbij ongeveer 20 vezels worden geraakt komt overeen met het geval van de protonen met lagere energieën: deze raken enkel het eerste meet-station (op 80 meter) en worden te sterk afgebogen om nog in de actieve volumes terecht te komen in het meet-station op 90 meter. Het feit dat vaak meer dan 20 respectievelijk 40 vezels geraakt worden heeft te maken met de laag-energetische δ -elektronen, zoals ook aangegeven was in figuur 3.11 (a). De verdeling van de afstanden afgelegd in het actieve deel van een vezel wordt weergegeven in figuur 3.15 (d). Men verwacht zich inderdaad aan zo een distributie indien (op de schaal van een vezel, 1 mm breed) de verdeling van de positie van de invallende deeltjes uniform is. Stel dat de kans-dichtheid in functie van r (afstand vanaf de as van de cilinder met straal R die het actieve deel van de vezel beschrijft) gegeven wordt door de uniforme verdeling:

$$\frac{du}{dr} = \frac{1}{2R} \quad (3.9)$$



Figuur 3.13: Inpakt-posities van 420 GeV - 820 GeV protonen in de FPS. (a) energie-verdeling invallend proton (GeV), (b) hoek-verdeling proton aan interactie-vertex (graden), (c) $x - y$ doorgangspositie van proton door vlak op 63 m (cm x cm), (d) $x - y$ doorgangspositie van proton door vlak op 80 m (cm x cm); (e) $x - y$ doorgangspositie van proton door vlak op 90 m (cm x cm), (f) x -coördinaat van doorgangspunt proton door vlak op 80 m in functie van proton-energie, (g) y -coördinaat van doorgangspunt proton door vlak op 80 m in functie van proton-energie, (h) x -coördinaat van doorgangspunt proton door vlak op 90 m in functie van proton-energie, (i) y -coördinaat van doorgangspunt proton door vlak op 90 m in functie van proton-energie.



Figuur 3.14: Kans-dichtheid om een bepaalde afstand in een cilinder af te leggen indien het impactpunt uniform verdeeld is over de diameter van de cilinder. Op de horizontale as staat de op de diameter genormaliseerde afstand uitgezet, op de verticale as de bijhorende kans-dichtheid.

Voor een gegeven r vindt men de overeenkomstige afgelegde weg δ van een deeltje dat loodrecht⁸ op de as van de vezel invalt via:

$$\delta = 2\sqrt{R^2 - r^2} \quad (3.10)$$

De kans-dichtheid in functie van δ wordt dan beschreven door:

$$\frac{du}{d\delta} = \frac{du}{dr} \left| \frac{dr}{d\delta} \right| = \frac{1}{2R} \frac{\delta}{\sqrt{4R^2 - \delta^2}} \quad (3.11)$$

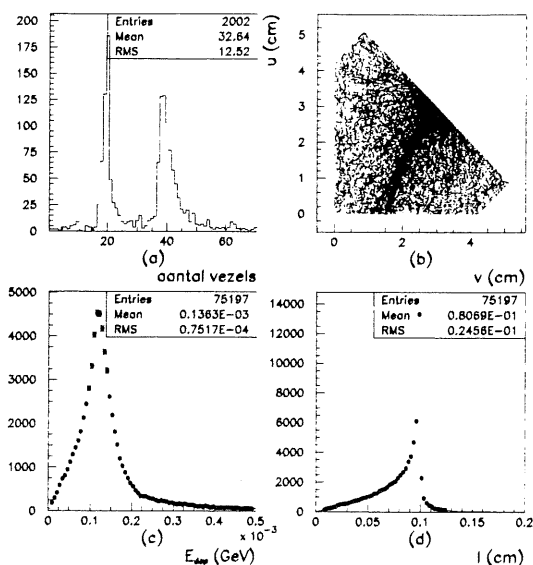
In figuur 3.14 wordt deze berekende distributie getoond, die inderdaad sterk gelijk is op figuur 3.15 (d).

In figuur 3.15 (c) wordt de verdeling van de energie deposities in de vezels weergegeven. Een uitgesproken piek doet zich voor rondom 120 keV.

Simulatie van de trigger-tegeltjes.

Vanwege de eenvoudiger geometrie van de trigger-tegels zijn de effecten van fysische processen op de energie deposities in de trigger-tegels minder uitgesproken. In figuur 3.16 wordt dit geïllustreerd. Figuren (a) en (b) geven de resultaten weer van een simulatie van een 620 GeV proton dat de FPS detector raakt en waarin enkel met ionisatie werd rekening gehouden. Figuren (c) en (d) geven de resultaten van een 620 GeV proton dat de FPS detector raakt en waarbij alle relevante fysische processen een rol spelen. In figuren (e) en (f) worden de resultaten getoond van de simulatie van een proton met een energie tussen 420 GeV en 820 GeV dat de FPS detector raakt. In figuren (a), (c) en (e) wordt de verdeling van het aantal trigger-tegeltjes waarin energie werd gedeponereerd getoond. In figuren (b), (d) en (f) wordt de verdeling van de grootte van de energie-deposities in een trigger-tegeltje getoond. In het geval enkel ionisatie beschouwd wordt (figuren (a) en (b)) is er een energie-depositie in acht tegeltjes vastgesteld, wat verwacht wordt, gezien er acht opeenvolgende lagen trigger-tegeltjes zijn. De verdeling van de energie-deposities is gegeven door een Landau distributie met een piek-waarde van 700 keV. Dat is in overeenstemming met de energie-distributie in de vezels, gezien de trigger-tegeltjes 5 mm dik zijn, terwijl de meest voorkomende afstand over dewelke energie wordt gedeponereerd in een vezel net iets minder is dan 1 mm. Men verwacht zich bijgevolg aan een wat meer dan vijf-maal grotere energie-verdeling, wat ook het geval is. Men neemt waar (figuur (c) en (d)) dat de verschillende fysische processen een relatief kleine invloed hebben op het spectrum van de energie-deposities of het aantal trigger-tegeltjes waar energie werd gedeponereerd. In figuur (e) onderscheidt men weerom 2 uitgesproken pieken: een rondom acht geraakte trigger-tegeltjes, en een om en bij de vier geraakte trigger-tegeltjes. De piek rondom vier geraakte tegeltjes komt overeen met de

⁸Indien het deeltje een hoek θ maakt met de vezel dan dient bovenstaande waarde van δ vermenigvuldigd te worden met $\frac{1}{|\sin \theta|}$. Gezien de opstelling van de FPS verwacht men er zich echter aan dat de deeltjes in vrij goede benadering loodrecht op de vezels invallen.

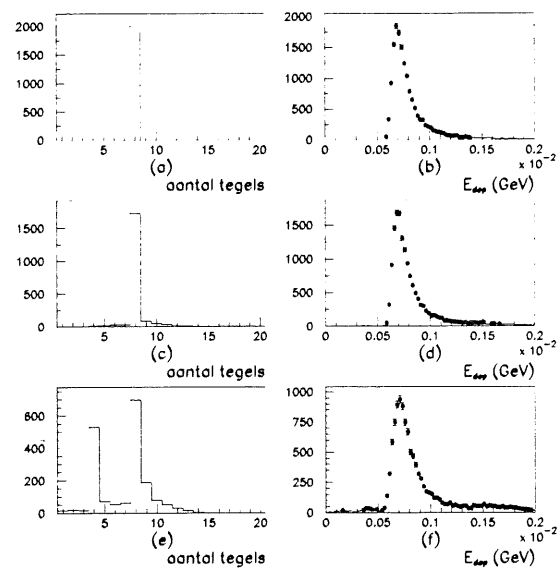


Figuur 3.15: Protonen tussen 420 GeV en 820 GeV raken de FPS. Alle fysische processen worden beschouwd. (a) aantal vezels met een energie-depositie, (b) $u - v$ projectie van de inpakt-punten in actieve volumes (cm x cm), (c) verdeling van de energie-depositie in een vezel (GeV), (d) verdeling van de afgelegde weg in een actief vezel-volume (cm).

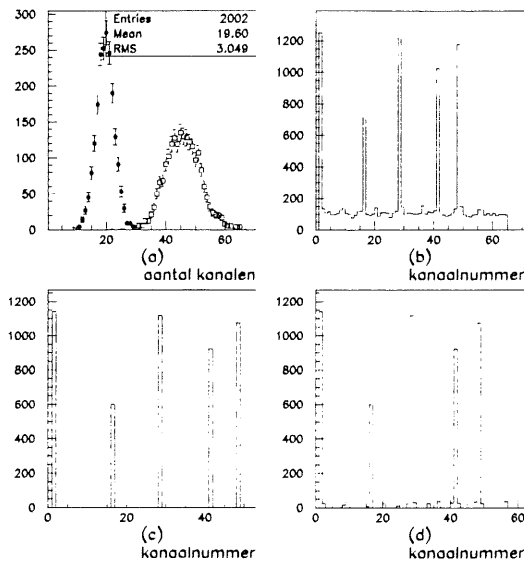
gebeurtenissen waarin een relatief laag-energetisch proton enkel het meet-station op 80 meter raakt, en te sterk werd afgebogen om nog een kans te maken het meet-station op 90 meter te raken.

3.5.2 De DIGI stap.

Gezien we op het ogenblik van het schrijven van het simulatie pakket niet beschikten over experimentele gegevens om de simulatie-parameters van de DIGI stap af te stemmen op deze gegevens, hebben we enkele arbitraire waarden toegekend aan deze simulatie-parameters. De bekomen efficiënties, ruis en dergelijke hebben bijgevolg helemaal geen realistische betekenis. We illustreren enkel de werking van de ingebouwde mechanismen. Om de specifieke DIGI effecten te kunnen onderscheiden van fysische processen die zich in de FPS voordoen, is bij de studie van deze effecten een simulatie gebruikt waarin een 620 GeV proton de FPS detector raakt en het enige fysische proces dat in rekening gebracht wordt is ionisatie. In figuur 3.17 (a) wordt het histogram van het aantal PSPM kanalen die boven de drempel-waarde uitkomen weergegeven: de zwarte bolletjes stellen de kanalen voor die aangeslagen werden door licht afkomstig van het proton, de open vierkantjes geven alle aangeslagen PSPM kanalen weer, ruis inbegrepen. Normaal zijn er energie-deposities geweest in 39 vezels, en ideaal zouden er dus ook 39 PSPM kanalen moeten aangeslagen worden. Door de in-eficiëntie van het conversie-proces (een vrij in te stellen en hier dus arbitrair gekozen parameter) zullen er minder kanalen aangeslagen worden. De verdeling met de zwarte bolletjes geeft hier een gemiddelde aan van 19.6 aangeslagen PSPM kanalen, bijgevolg is de efficiëntie ongeveer 50 % (wat natuurlijk veel lager is dan in de realiteit het geval is). Indien men alle aangeslagen PSPM kanalen beschouwt (open bolletjes) heeft men een gemiddelde van ongeveer 45 aangeslagen kanalen. Dat wil zeggen dat er gemiddeld 25 ruis-kanalen zijn (veel te groot ten opzichte van de realiteit; maar het ruis-niveau is ook een vrije parameter). In figuur 3.17 (b) worden de aangeslagen PSPM kanalen in functie van de kanaal-nummers van de zesde PSPM (die is verbonden met de v -georiënteerde vezel-lagen in de eerste sub-detector van het meet-station op 90 meter) voorgesteld. De nummers gaan van 1 tot 64 (een PSPM bevat 8×8 kanalen). De sub-detector in kwestie bevat vijf vezel-lagen. Men ziet 5 uitgesproken pieken in het histogram: de 5 PSPM kanalen die overeenkomen met de 5 vezels (1 uit elke laag) die geraakt werden door het 620 GeV proton. Het gaat om de kanalen 2, 16, 29, 41 en 49. Naast deze pieken neemt men een uniforme achtergrond-ruis waar. Indien men de kanalen die enkel door ruis en overspraak werden aangeslagen elimineert, bekomt men het resultaat getoond in figuur 3.17 (c): 5 PSPM kanalen die aangeslagen werden zonder meer.



Figuur 3.16: Fysische processen in de trigger tegeltjes. (a) aantal trigger-tegels met energie-depositie, enkel ionisatie, 620 GeV proton. (b) verdeling van de energie-depositie (GeV), enkel ionisatie, 620 GeV proton. (c) aantal trigger-tegels met energie-depositie, alle fysische processen, 620 GeV proton. (d) verdeling van de energie-depositie (GeV), alle fysische processen, 620 GeV proton. (e) aantal trigger-tegels met energie-depositie, alle fysische processen, 420-820 GeV proton. (f) verdeling van de energie-depositie (GeV), alle fysische processen, 420-820 GeV proton.



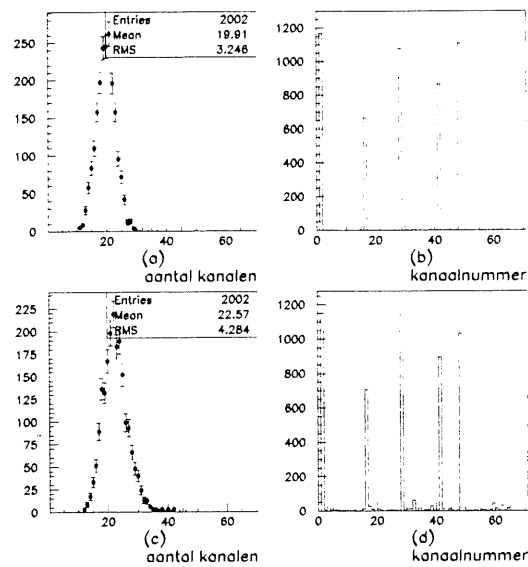
Figuur 3.17: Effecten van de simulatie in de DIGI stap, enkel ionisatie-processen zijn beschouwd, proton 620 GeV. (a) aantal aangeslagen kanalen, zwarte bolletjes: aangeslagen door fysisch proces, open vierkantjes: alle aangeslagen kanalen; (b) kanaal-nummers van aangeslagen kanalen van zesde PSPM, alle oorzaken, (c) kanaal-nummers van aangeslagen kanalen van zesde PSPM, enkel fysische processen, (d) kanaal-nummers van aangeslagen kanalen van zesde PSPM, fysische processen en overspraak (geen ruis).

Indien men de kanalen aangeslagen door overspraak wel beschouwt, maar geen ruis toelaat, bekomen men de grafiek getoond in figuur 3.17 (d): naast de signaal pieken ziet men het effect van de overspraak als aanslagen in de naburige kanalen.

In een vorige sectie werd aangegeven dat de δ -elektronen blijkbaar wel waarneembare fysieke effecten kunnen veroorzaken in de FPS. De vraag die zich stelt is of deze δ -elektronen ook nog een invloed uitoefenen op het ensemble van aangeslagen PSPM kanalen. In figuur 3.18 worden de resultaten getoond van een simulatie van een 620 GeV proton dat de FPS detector raakt en waarbij ook rekening gehouden is met δ -elektronen met een energie groter dan 10 MeV (figuren (a) en (b)) of groter dan 100 keV (figuren (c) en (d)). In figuur 3.18 (a) wordt het histogram getoond van het aantal aangeslagen PSPM kanalen, waarbij enkel rekening is gehouden met de kanalen die aangeslagen werden door vezels met een echte energie-depositie (ruis en overspraak werd dus geëlimineerd). Men vindt een gemiddelde van 19.9 aangeslagen kanalen. Dat is gemiddeld 0.3 aangeslagen kanalen meer dan in figuur 3.17 (a-bolletjes). In figuur 3.18 (b) wordt het histogram van de kanaal-nummers van de kanalen van de zesde PSPM die door een fysisch proces werden aangeslagen (dus geen ruis of overspraak) getoond: duidelijk 5 aangeslagen kanalen (door het proton). Daarnaast zouden ook de kanalen zichtbaar moeten zijn die aangeslagen werden door δ -elektronen. Hun aantal is echter zo klein dat het niet waarneembaar is op de figuur. In figuur 3.18 (c) wordt het histogram getoond van het aantal aangeslagen PSPM kanalen, maar deze keer zijn δ -elektronen met energieën tot 100 keV in rekening gebracht. Het gemiddelde aantal aangeslagen kanalen loopt nu op tot 22.6. Dat is gemiddeld 3 kanalen meer dan in het geval waar geen rekening werd gehouden met δ -elektronen. In figuur 3.18 (d) wordt het histogram van de kanaal-nummers van de kanalen van de zesde PSPM die door een fysisch proces werden aangeslagen getoond: weerom duidelijk 5 aangeslagen kanalen (door het proton), maar nu zijn de kanalen aangeslagen door de δ -elektronen wel goed zichtbaar.

3.5.3 Besluit.

Fysieke processen die zich voordoen in de materie van de FPS detector zijn naast de ionisatie en excitatie (die gebruikt wordt als detectie-methode) ook de productie van δ -elektronen, hadronische interacties en veelvuldige verstrooiing. Er werd aangetoond dat deze processen allen een niet-verwaarloosbaar effect hebben op de fysieke werking van de FPS detectoren. Vooral wat betreft de δ -elektronen is men gedwongen om met individuele



Figuur 3.18: Effect van δ -elektronen (10 MeV - 100 keV) op de uitgelezen kanalen. (a) 10 MeV δ -elektronen: aantal aangeslagen kanalen door een fysisch proces; (b) 10 MeV δ -elektronen: kanaal-nummers van aangeslagen kanalen van zesde PSPM, enkel fysische processen; (c) 100 keV δ -elektronen: aantal aangeslagen kanalen door een fysisch proces; (d) 100 keV δ -elektronen: kanaal-nummers van aangeslagen kanalen van zesde PSPM, enkel fysische processen.

elektronen rekening te houden tot relatief lage energieën (100 keV), indien men een juist beeld wil krijgen van de energie-deposities in de actieve volumes van de FPS detector. De belangrijkste effecten komen van de δ -elektronen met relatief lage energie.

Er werd aangetoond dat de implementatie van de effecten van de DIGI stap inderdaad ruis en overspraak effecten invoeren evenals on-efficiënties, maar deze effecten werden niet afgestemd op of vergeleken met experimentele gegevens (die toen niet beschikbaar waren). Er is ook aangetoond dat δ -elektronen een effect kunnen hebben op het aantal aangeslagen kanalen in de uitlezing van de FPS. Dat wil zeggen dat het ontstaan van δ -elektronen inderdaad een fysisch proces is dat een waarneembare invloed heeft op de gegevens genomen met de FPS detector. Het is bijgevolg nodig deze effecten te simuleren tot men er de precieze gevolgen van kent op het gedrag van de reconstructie en de fysische analyse van de gegevens.

3.6 Vergelijking met de echte gegevens.

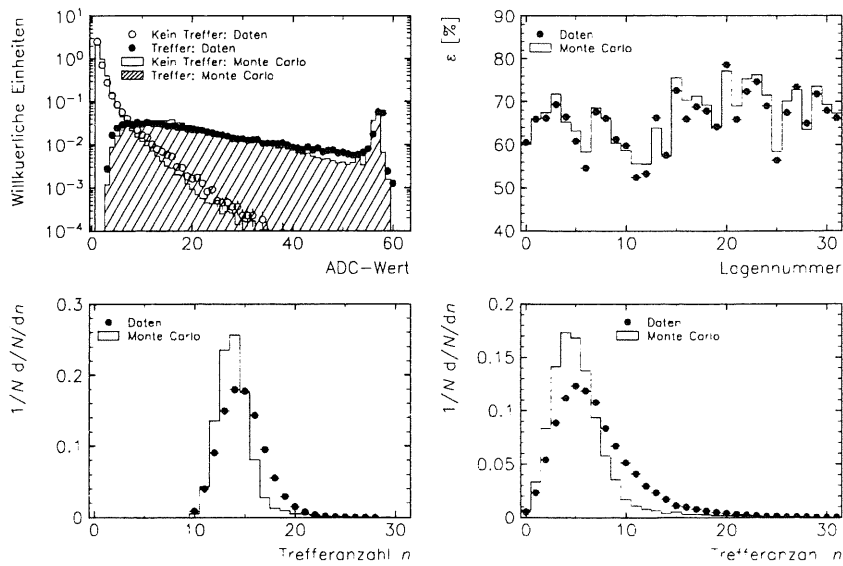
We hebben het FPS project verlaten op een ogenblik dat er nog geen experimentele gegevens voorhanden waren. Later werden wel experimentele gegevens genomen. Ondertussen werd ook het simulatie-model verfijnd. De modificaties die werden aangebracht zijn [Mah]:

- in plaats van een digitale simulatie (inpakt/geen inpakt) werd de waarde van de ADC uitvoer gesimuleerd.
- de ruis werd geen globaal instelbaar niveau, maar werd per kanaal instelbaar, omdat men had vastgesteld dat niet alle PSPM kanalen dezelfde ruis-intensiteit kenden.
- de Gaussische verdeling van overspraak werd vervangen door een tabel met empirisch bepaalde correlaties tussen de kanalen.

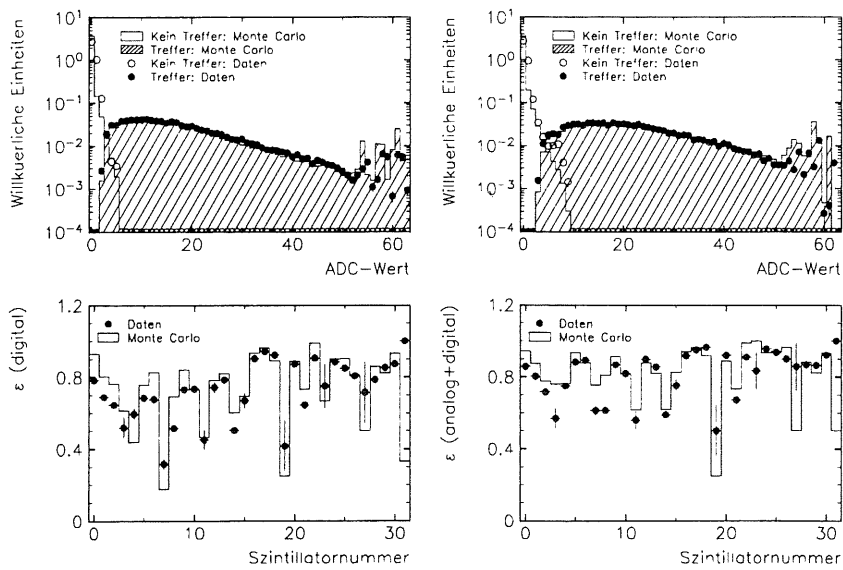
In figuur 3.19 (a) wordt aangegeven in welke mate de Monte Carlo voorspelling van de ADC uitvoer overeenkomt met die in de gegevens. Het histogram met de open bolletjes geeft de verdeling aan van de ADC uitvoer in de experimentele gegevens voor kanalen die niet verbonden zijn met een vezel die door een deeltje geraakt werden. Het open lijn-histogram geeft dezelfde verdeling aan volgens het Monte Carlo model. Het histogram met de zwarte bolletjes geeft de verdeling (in de experimentele gegevens) van de ADC uitvoer aan voor kanalen die verbonden zijn met een vezel die wel door een deeltje werd geraakt. Het gearceerde lijnen-histogram geeft hetzelfde aan voor het Monte Carlo model. Figuur 3.19 (b) vergelijkt de Monte Carlo voorspellingen met de experimentele gegevens op het vlak van de efficiënties van de verschillende vezel-lagen. In figuren 3.19 (c) en (d) wordt de verdeling van het aantal aangeslagen PSPM kanalen in een meet-station vergeleken tussen het Monte Carlo model en de gegevens. In (c) heeft men zich beperkt tot mogelijke aangeslagen kanalen van vezels in de buurt van het spoor. Figuur (d) telt het aantal aangeslagen kanalen in het complementaire stel kanalen. In beide gevallen geeft het Monte-Carlo model een te klein aantal aangeslagen kanalen aan (in vergelijking met de experimentele gegevens).

In figuur 3.20 wordt de Monte Carlo simulatie van de trigger-tegels vergeleken met de experimentele gegevens. Figuur 3.20 (a) vergelijkt het histogram van de ADC uitvoer overeenkomende met tegels die geraakt werden door een deeltje in de experimentele gegevens (zwarte bolletjes) met de Monte Carlo voorspelling (gearceerd histogram). Ook wordt het histogram van de ADC uitvoer overeenkomende met tegels die niet geraakt werden door een deeltje in de experimentele gegevens (open bolletje) met de Monte Carlo voorspelling (lijn-histogram). In figuur (a) wordt dit alles getoond voor het meet-station op 80 meter, terwijl figuur (b) de resultaten aangeeft voor het meet-station op 90 meter. Figuur (c) vergelijkt het Monte Carlo model met de experimentele gegevens op het vlak van de efficiëntie van de trigger-tegels (de kans dat een foto-multiplicator kanaal aangeslagen wordt indien een geladen deeltje doorheen de tegel vliegt). Figuur (d) toont een gelijkaardige vergelijking. Het verschil tussen de verdelingen getoond in figuur (c) en in figuur (d) is dat in figuur (c) enkel gebruik is gemaakt van een digitaal discriminator signaal om uit te maken of een trigger-tegel is geraakt of niet, terwijl in (d) die beslissing is gebaseerd op de uitvoer van de ADC die de grootte van het signaal heeft gedigitaliseerd.

De aangepaste Monte Carlo simulatie beschrijft verschillende aspecten van de werking van de FPS detector op een bevredigende wijze. Enkel de verdelingen voorgesteld in figuur 3.19 (c) en (d) tonen nog enkele discrepanties tussen het model en de experimentele gegevens: blijkbaar zijn er meer PSPM kanalen aangeslagen in de werkelijkheid dan volgens het simulatie-model. Het simulatie-model zoals hier getoond is een bruikbaar werk-instrument in de analyse van experimentele gegevens waarin de FPS informatie aangewend wordt.



Figuur 3.19: Afgestemde simulatie van de scintillerende vezels en de positie-gevoelige foto-multiplicatoren, [Lis96].



Figuur 3.20: Afgestemde simulatie van de trigger-tegels en de foto-multiplicatoren, [Lis96].

Hoofdstuk 4

Analyse van de experimentele gegevens.

4.1 Overzicht van deze analyse.

4.1.1 Wat willen we meten ?

Zoals in de inleiding (hoofdstuk 1) is uiteengezet, gaan we na of de flux-factor in de Regge factorisatie zoals opgemeten aan de hand het staal van gebeurtenissen die als 'diffractieve diep in-elastische verstrooiingen' geklasseerd zijn, beïnvloed wordt door een extra selectie op de grootte p_T die volgt uit de thrust-analyse van de eind-toestand. De kenmerkende grootte die de Regge flux-factor beschrijft zal de effectieve intercept $\langle \alpha(0) \rangle$ zijn. Gezien we geen experimentele toegang tot t (de Mandelstam grootte t in de foton-proton interactie) hebben, nemen we als schatting $\langle \alpha(t) \rangle$.

Zoals in de inleiding vermeld (vergelijking 1.79), komt deze intercept (verderop kortweg $\langle \alpha \rangle$ genoteerd) voor als macht van x_P in de meting van $F_2^{D(3)}$:

$$F_2^{D(3)}(Q^2, \beta, x_P) = \frac{1}{x_P^{2\langle \alpha \rangle - 1}} A(Q^2, \beta) \quad (4.1)$$

Om een mogelijke afhankelijkheid van $\langle \alpha \rangle$ van p_T waar te nemen, meten we $F_{2,p_T}^{D(3)}$ op in verschillende intervallen van p_T :

$$F_{2,p_T}^{D(3)} = x_P^{\xi(\beta, p_T, Q^2)} \cdot A(\beta, p_T, Q^2) \quad (4.2)$$

met

$$\xi = 1 - 2 \cdot \langle \alpha \rangle \quad (4.3)$$

en:

$$F_{2,p_T}^{D(3)}(Q^2, \beta, x_P, p_T) = \frac{\beta Q^4}{4\pi\alpha_{EM}^2 \left(1 - y + \frac{y^2}{2}\right)} \frac{\partial^4 \sigma^D}{\partial \beta \partial x_P \partial Q^2 \partial p_T} \quad (4.4)$$

We bepalen eerst¹ de 'structuurfunctie' $F_{2,p_T}^{D(3)}$ en extraheren daaruit $\langle \alpha \rangle$. Aan absolute normalisatie van $F_{2,p_T}^{D(3)}$ wordt geen aandacht geschonken omdat die normalisatie geen rol speelt bij de extractie van $\langle \alpha \rangle$.

Voor strikte Regge factorisatie moet gelden dat ξ volledig onafhankelijk is van β , p_T en Q^2 . Er is reeds aangetoond (zie 1) dat men een afhankelijkheid van ξ in β kan verwachten, terwijl er geen experimentele aanwijzingen zijn dat er een Q^2 afhankelijkheid is. Bij de extractie van ξ beschouwen we twee mogelijkheden. In de eerste plaats de situatie waar we zowel (naast de nieuwe mogelijke afhankelijkheid in p_T) een afhankelijkheid in β en in Q^2 is toelaten. Dit noemen we de *enkelvoudige identificatie van ξ* . De andere mogelijkheid is geen afhankelijkheid in Q^2 te veronderstellen, wat ons toelaat meer meetpunten te integreren in de identificatie van ξ . Dit heet *Q^2 -geïntegreerde identificatie van ξ* .

Een neven-resultaat van deze extractie van ξ is dat we automatisch ook een schatting van $A(\beta, p_T, Q^2)$ meekrijgen (maar gezien we $F_{2,p_T}^{D(3)}$ geen absolute normalisatie hebben toegekend, zal deze functie $A(\beta, p_T, Q^2)$ dat ook niet hebben).

¹ Gebaseerd op de resultaten van de gegevens-name in 1993 — strikte factorisatie was compatiebel met die gegevens — was een totaal ander schema voorgesteld ter extractie van ξ . Een overzicht van deze methode vindt de lezer in appendix E.

4.1.2 Hoe meten we dat ?

Om $F_{2,p_T}^{D(3)}$ te bepalen dienen we $\frac{\partial^4 \sigma^D}{\partial \beta \partial x_P \partial Q^2 \partial p_T}$ op te meten. Impliciet in deze σ^D is de diffractieve eis voorop gesteld. We behandelen achtereenvolgens:

- de selectie van de gebeurtenissen die als diffractieve kandidaten gelden. Dat is beschreven in sectie 4.2.
- de bepaling van x_B en Q^2 . Twee methoden worden besproken in sectie 4.4, namelijk de ‘elektron’ methode en de ‘sigma’ methode.
- Bepaling van de ‘hadronische variabelen’, M_X en p_T . Zie sectie 4.6. Om deze grootheden te schatten wordt eerst ingegaan op de reconstructie van de hadronische eind-toestand. Twee methoden worden besproken in sectie 4.5: de methode met de calorimeter clusters, en de zg. CLIM methode die hierop een correctie doorvoert.
- eens de meting van de relevante grootheden besproken is, richten we ons in sectie 4.7 op de methode om $F_{2,p_T}^{D(3)}$ zelf te meten. Om een gepaste cel-grootte van het 4-dimensionale histogram te vinden gaan we na welke de resoluties zijn in de grootheden Q^2 , x_P , β en p_T .
- we gaan na hoe we voor detector-effecten kunnen corrigeren via een Monte Carlo studie.
- we geven vervolgens in sectie 4.8 aan hoe we uit de meting van $F_{2,p_T}^{D(3)}$ een schatting kunnen afleiden voor ξ .
- Vervolgens wordt nagegaan hoe diverse systematische effecten zich laten doorrekenen in dit eind-resultaat.
- tenslotte wordt nagedacht over de betekenis van het bekomen resultaat.

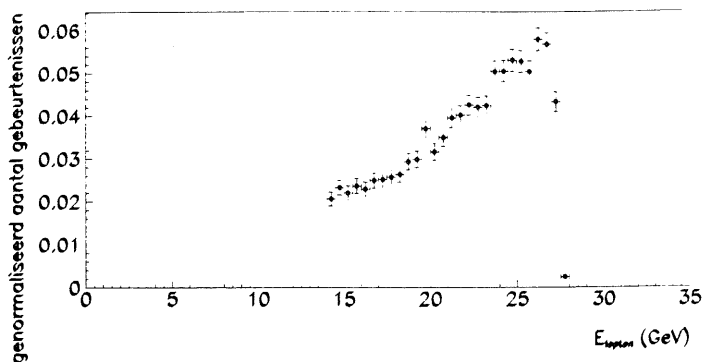
4.2 De selectie van gebeurtenissen

De registratie en selectie van gebeurtenissen gebeurt in 2 stappen: het staal waarmee we werken (diffractieve diep-inelastische gebeurtenissen) is een substaal van de gebeurtenissen die als ‘diep-inelastische gebeurtenis’ zijn geklasseerd (voorbeeld, [Evr96]).

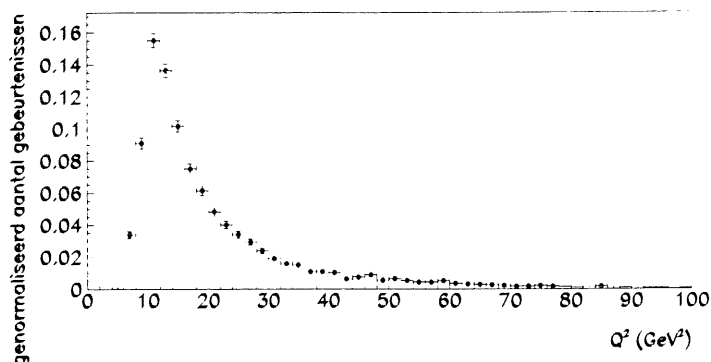
4.2.1 Trigger en registratie-selectie van diep-inelastische gebeurtenissen.

De gebeurtenissen die gebruikt worden in onze analyse zijn allen van het type van diep in-elastische verstrooiing, in het kinematische domein waar het verstrooide geladen lepton (positron) gedetecteerd wordt in de BEMC. De BSET (BEMC Single Electron Trigger, [gro95]) identificeert het verstrooide elektron op trigger niveau 1. Vervolgens doorloopt de gebeurtenis een aantal selecties op verschillende niveaus, zodat uiteindelijk aan volgend stel eisen voldaan moet worden:

- Een BEMC cluster met een energie van minstens 14 GeV. Met deze eis houden we geen fotoproduktie-achtergrond [CRRVE94] van betekenis meer over. Bovendien is bij deze energie de efficiëntie van de BSET trigger groter dan 99 procent. In figuur 4.1 wordt de uiteindelijke verdeling van de elektron energieën aangegeven.
- Het zwaartepunt van die cluster mag niet in de driehoekige cellen (zie sectie 2.5.2) van de BEMC liggen.
- $Q^2 \geq 8.5 \text{ GeV}^2$. Figuur 4.2 geeft de uiteindelijke Q^2 verdeling aan.
- $0.005 \leq y_B \leq 0.5$. De bovengrens komt ruwweg overeen met de energie-snedes van 14 GeV die eerder werd ingevoerd. Bij hogere y_B waarden spelen radiatieve correcties een steeds grotere rol. Figuur 4.3 toont de verdeling van y_B .
- De z -coördinaat van de gereconstrueerde vertex moet tussen -35 cm en 25 cm liggen. Het grootste deel van de nominale luminositeit bestaat uit botsingen in dat interval. Zoals we uit 4.4 kunnen afleiden liggen de meeste gebeurtenissen reeds binnen dit interval.
- Het gereconstrueerde impact-punt in de BPC (zie sectie 2.4.5) op minder dan 5 cm van het centrum van de BEMC cluster. We wensen immers een *geladen* elektron waar te nemen.
- De gewogen cluster-straal is kleiner dan 5 cm. Deze eis sluit het grootste deel van de verkeerdelijk als elektron geïnterpreteerde BEMC inpakten van hadronen (π^\pm) uit.



Figuur 4.1: elektron-energie na alle selecties.

Figuur 4.2: Q^2 na alle selecties.

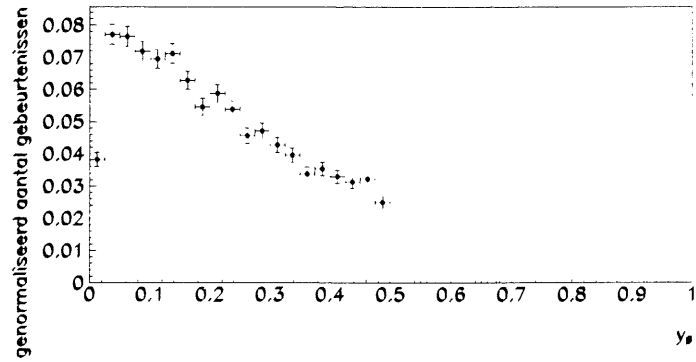
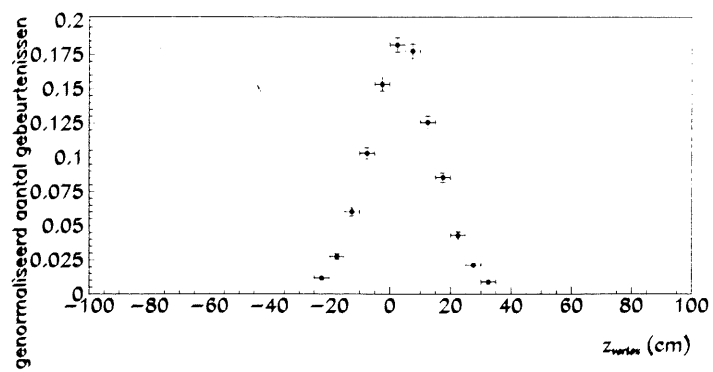
- De run moet als 'goed' of 'medium' geklasseerd zijn — dat houdt in dat tijdens de gegevens-name men geen problemen heeft vastgesteld met de belangrijke detector-systemen zoals LAr, sporen-kamers, BEMC...
- De ToF en VetoWall mogen het event niet als achtergrond beschouwen.

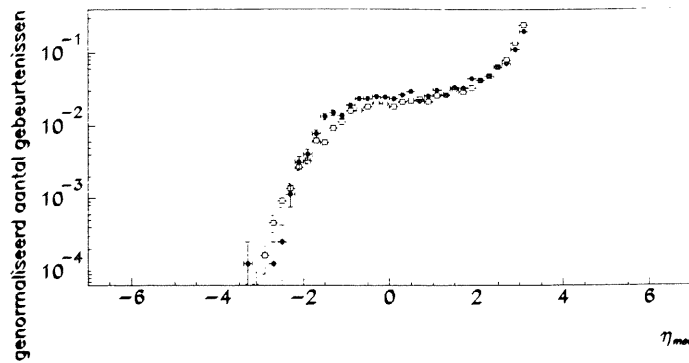
Deze selectie-criteria (op de eisen van BEMC cluster energie, Q^2 en y_B na, die we voor onze doeleinden strenger hebben gesteld) zijn de standaard selectie-criteria voor diep-inelastische gebeurtenissen.

4.2.2 Selectie van het diffractieve staal gebeurtenissen

De bijkomende selecties die een gebeurtenis op experimenteel niveau als 'diffractief' klasseren, hebben te maken met de aanwezigheid van een rapidity interval tussen de overblijfselen van het diffractief verstrooide proton en de rest van de hadronische eind-toestand. Het referentie-stelsel van de H1 detector heeft een hoge snelheid ten aanzien van het massa-centrum van het foton-proton systeem zodat de resten van het diffractief verstrooide proton zich quasi op de detector z -as voortbewegen. Een relatief groot rapidity-interval komt bijgevolg met een hele kleine hoek in de voorwaartse richting overeen. Het komt er dus op neer een konus met een relatief kleine hoek omheen de z -as te vinden waarin zich geen deeltjes bevinden om een gebeurtenis als zijnde een 'diffractieve kandidaat' te rangschikken. Daarom worden gegevens van sub-detectors gebruikt die op directe of indirecte wijze kunnen aangeven of er deeltjes in de voorwaartse richting aanwezig zijn of niet. Er is reeds een vrij grondige studie van deze mogelijkheden gebeurd ([Meh94], [Col95a]) en onze selectie van gebeurtenissen sluit — zoals reeds gezegd — nauw aan bij de resultaten van die studie. Volgende selectie is voorgesteld:

- $\eta_{max} \leq 3.2$. Deze eis wordt opgelegd aan de gereconstrueerde hadronische eind-toestand: het meest voorwaarts gaande deeltje mag ten hoogste een rapidity van 3.2 eenheden (t.o.v. de z) bezitten. Gezien dat overeenkomt met een voorwaartse hoek van 4.7 graden, wordt deze selectie doorgevoerd met behulp van de LAr calorimeter (zie sectie 2.5.1). De uiteindelijke verdeling van η_{max} is voorgesteld in figuur 4.5.

Figuur 4.3: y_B na de selecties.Figuur 4.4: z -vertex distributie na alle selecties.



Figuur 4.5: η_{max} in de gegevens (zwarte bolletjes) en in Monte Carlo simulaties (open vierkantjes).

- $E_{PLUG} \leq 7\text{GeV}$. Deze eis maakt dat boven het ruis-niveau in de plug calorimeter (zie sectie 2.5.3) geen deeltjes worden waargenomen. E_{PLUG} is de gereconstrueerde energie van de grootste cluster die is waargenomen in de plug calorimeter. De relatief hoge waarde van de snede is te wijten aan het ruis-niveau in de PLUG detector.
- $N_{FMD} \leq 1$ Deze eis stelt dat de voorwaartse muon detector (zie sectie 2.6) geen deeltjes mag gezien hebben. N_{FMD} is het aantal waargenomen gepaarde sporen-segmenten in de voorwaartse muon detector super-modules. Een gepaard spoor-segmentje is de eenvoudigste betrouwbare aanwijzing dat daar een deeltje is waargenomen (enkelvoudige inpakten komen te vaak als ruis voor). Het idee van deze eis is om de voorwaartse muon detector te gebruiken als detector voor secundaire deeltjes die afkomstig zijn van de interactie van sterk voorwaarts gaande deeltjes met de bundel-pijp. We verwijzen naar 2.
- $N_{FPT} = 0$. Geen inpakten in de voorwaartse proton remnant tagger².
- $M_X > 3\text{GeV}$. We wensen uit het gebied van de resonanties weg te blijven.

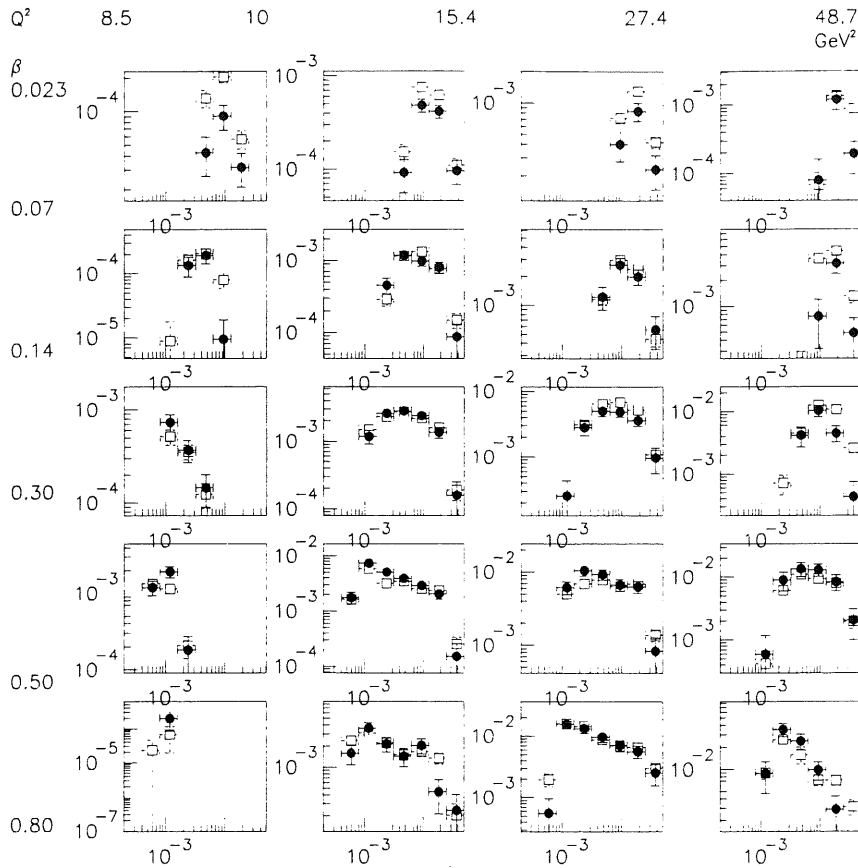
Gezien η_{max} een grootheid is waarop een snede wordt toegepast, en gezien de aard van deze grootheid, deze relatief detector-afhankelijk is, is het belangrijk dat de reconstructie van deze grootheid betrouwbaar gesimuleerd kan worden. Figuur 4.5 illustreert dat ons Monte Carlo model in staat is de sterke toename aan gebeurtenissen kort bij de η_{max} snede goed te beschrijven.

4.3 Kwaliteit van het Monte Carlo model.

In wat volgt zullen we vaak gebruik maken van het RAPGAP Monte Carlo model [Jun93] waarin een empirisch gewogen mengeling van uitwisseling van een pomeron en een subdominant meson traject is geïmplementeerd, en waarvan het harde sub-proces evolueert volgens een 'Matrix Element en Parton Shower' (MEPS) methode, gevolgd door een Lund hadronisatie procedure ([Sjo94]). Dit model werd in meer detail besproken in hoofdstuk 1.

Hoewel we hier noodgedwongen op de volgende secties vooruitlopen, werd reeds geschetst dat we een analyse gaan doorvoeren in de variabelen x_P , Q^2 , β en p_T . In het 4-dimensionale histogram, opgespannen in deze veranderlijken, werd de Monte Carlo model voorspelling vergeleken met de ruwe gegevens na een equivalente selectie (zoals besproken in vorige sectie). De Monte Carlo voorspellingen werden genormaliseerd op de integraal over het volledige raster. In de figuren 4.6, 4.7 en 4.8 werden respectievelijk 3 verschillende intervallen in p_T voorgesteld: 0.-0.8 GeV, 0.8-1.7 GeV en 1.7 - 4.0 GeV. Per figuur ziet men een raster van kleinere grafieken. De rijen komen overeen met β - intervallen, van boven naar beneden: 0.023 - 0.07 - 0.14 - 0.30 - 0.50 - 0.80. De kolommen komen overeen met Q^2 intervallen: van links naar rechts: 8.5 - 10.0 - 15.4 - 27.4 - 48.7 GeV^2 . De grafieken zelf hebben een horizontale as die x_P aangeeft. De volgende cellen voor x_P zijn gekozen: 0.0002-0.0004-0.0008-0.0016-0.0032-0.0063-0.013-0.025-0.05. Op de verticale as wordt een genormaliseerd aantal gebeurtenissen weergegeven. De volle lijnen met zwarte bolletjes stellen de gegevens voor, de stippellijnen met open vierkantje stellen de Monte Carlo voorspellingen voor. De aangegeven fouten zijn van louter statistische

²Niet te verwarren met de voorwaartse proton spectrometer; de voorwaartse proton remnant tagger is de kleine scintillatie-detector 26 m in voorwaartse richting vanaf het nominale interactie-punt.



Figuur 4.6: Vergelijking van het MC model met de ruwe gegevens, eerste p_T interval.

aard. Zoals men kan waarnemen beschrijft het Monte Carlo model vrij behoorlijk (hoewel niet perfect) de gegevens.

4.4 Meting van de grootheden x_B en Q^2

Er zijn verschillende experimentele methoden om uit het geheel van de meetgegevens van een gebeurtenis zo goed mogelijk een schatting van Q^2 en x_B te bekommen. We bespreken er twee: de zogenaamde ‘elektron’ methode die x_B en Q^2 afleidt uit de elektron kinematica en de ‘Sigma methode’ die we uiteindelijk als praktische methode zullen aanwenden voor onze analyse. De ‘Sigma methode’ is minder gevoelig aan radiatieve effecten.

4.4.1 De ‘elektron’ methode

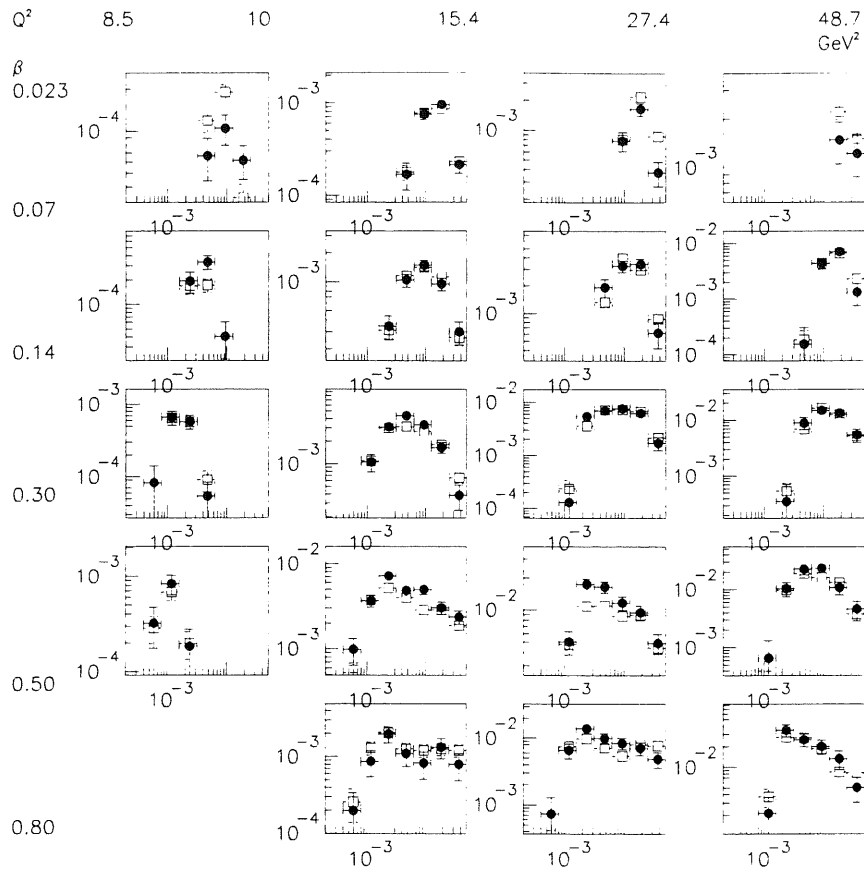
De ‘elektron methode’ bestaat uit het berekenen van x_B en Q^2 uitgaande van de hoek en de energie van het waargenomen verstrooide lepton:

$$Q_e^2 = 4 \cdot E_e \cdot E_l \cdot \cos^2 \frac{\theta_l}{2} \quad (4.5)$$

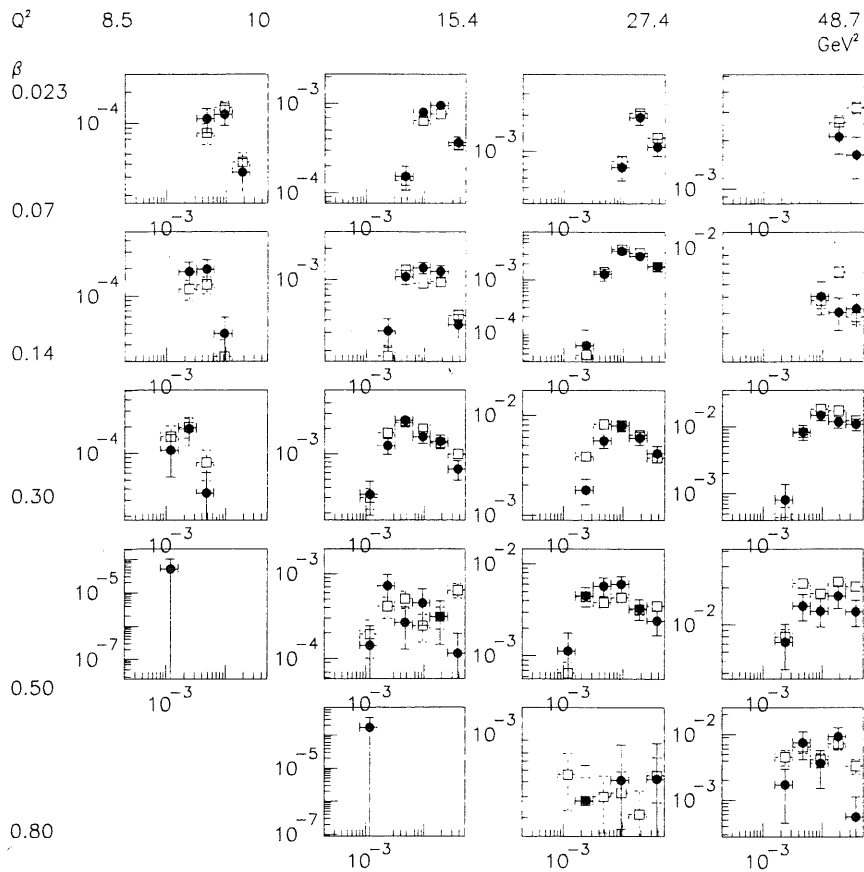
$$x_{B,e} = \frac{E_e E_l \cos^2 \frac{\theta_l}{2}}{E_p (E_e - E_l \sin^2 \frac{\theta_l}{2})} \quad (4.6)$$

Hierin is de volgende notatie gebruikt:

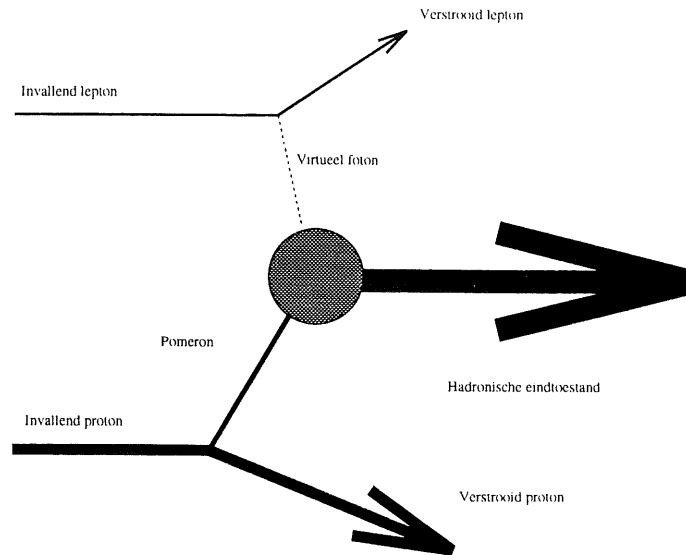
- Q_e^2 — de schatting van Q^2 volgens deze methode
- $x_{B,e}$ — de schatting van x_B volgens deze methode
- E_e — de energie van het invallende lepton in het laboratorium referentie systeem (bundel-energie)
- E_l — de energie van het verstrooide lepton zoals calorimetrisch gemeten (dus ook in het laboratorium referentie systeem)



Figuur 4.7: Vergelijking van het MC model met de ruwe gegevens, tweede p_T interval.



Figuur 4.8: Vergelijking van het MC model met de ruwe gegevens, derde p_T interval.



Figuur 4.9: Born schema van een diffractieve gebeurtenis.

- θ_l — de hoek (in het laboratorium systeem gemeten) tussen de as van de invallende proton bundel en het lepton in de eind-toestand.
- E_p — de energie van het invallende proton in het laboratorium referentie-systeem (bundel energie).

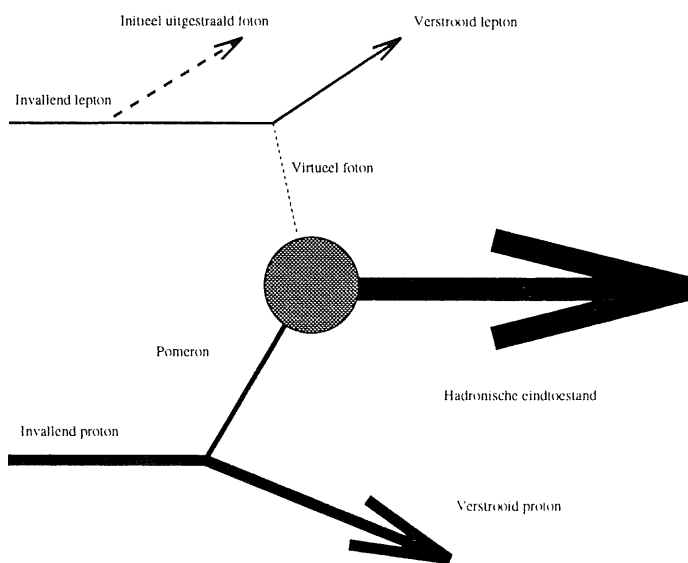
De extractie van de grootheden E_l en θ_l uit de experimentele gegevens is reeds eerder bestudeerd in het kader van de meting van de structuurfunctie F_2 ([Evr96]). De energie-meting van het verstrooide lepton gebeurt met behulp van de BEMC terwijl de hoek bepaald wordt met behulp van de gereconstrueerde interactie-vertex en het inpakt-punt in de BPC.

4.4.2 Radiatieve correcties.

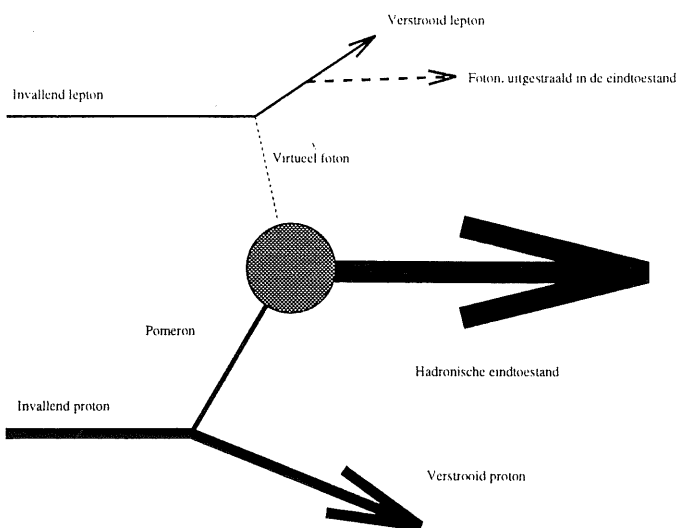
Tot hier toe hebben we steeds het volgende beeld aangenomen: een geladen lepton zendt een virtueel foton uit dat interageert met de geladen sector van de partonische structuur van het hadronisch systeem. De kinematica van het lepton in de eind-toestand legt dan eenduidig de kinematica van het virtuele foton vast. Deze geïdealiseerde situatie is beschreven door het zogenaamde 'Born diagramma' en is schematisch voorgesteld in figuur 4.9. Het is het diagramma van laagste orde in α_{EM} . In de realiteit zijn de dingen echter minder eenvoudig, en hogere orde QED diagramma's zorgen voor 2 onderscheiden complicaties:

- Een meet-fout. Indien x_B en Q^2 de kinematica van het boson dat met het proton interageert beschrijven, zijn die niet meer uit de lepton kinematica te extraheren.
- Een interpretatie-fout: Anderzijds veranderen deze radiatieve processen de werkzame doorsnede van de interactie bij een gegeven, juiste (bij het virtuele foton horende) x_B en Q^2 ten opzichte van de werkzame doorsnede die zou bekomen worden indien er zich in de natuur slechts een Born diagramma voordeed. De structuurfuncties zijn gedefinieerd in functie van deze laatste fictieve (Born) werkzame doorsnede in plaats van de echte (QED) werkzame doorsnede. We moeten bijgevolg in principe een echt gemeten werkzame doorsnede omrekenen in een fictieve Born werkzame doorsnede.

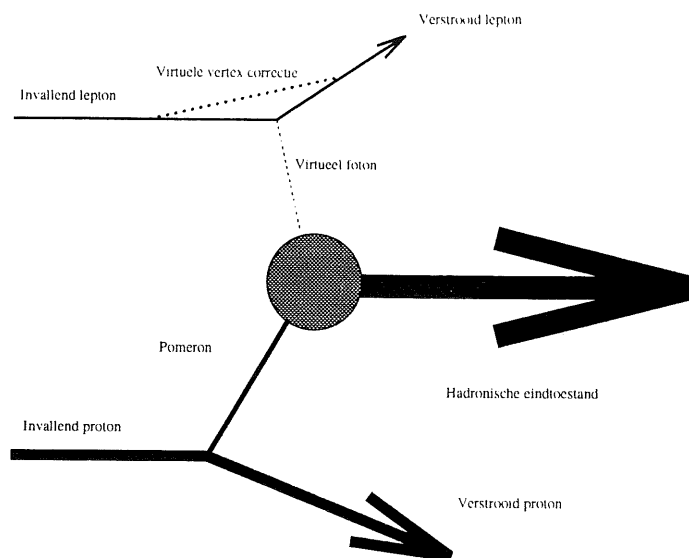
We gaan nu dieper in op beide problemen. In wat volgt zullen we enkel rekening houden met de belangrijkste radiatieve effecten, nl. straling in de initiële toestand (figuur 4.10), en straling in de eind-toestand (figuur 4.11). We houden geen rekening met hogere-orde correcties, zoals correcties op de vertex (figuur 4.12). We maken hier wel een fout. Het is namelijk zo dat de *interferentie-term* tussen het vertex correctie diagramma en het Born diagramma *wel* van dezelfde orde is als de laagste-orde bijdragen in initiële en eind-toestand straling. We verwaarlozen deze bijdragen geheel in de veronderstelling dat de bijdrage van dezelfde grootte-orde is als die van de initiële en eind-toestand straling.



Figuur 4.10: Straling in de initiële toestand.



Figuur 4.11: Straling in de eind-toestand.



Figuur 4.12: Hogere orde vertex correcties.

Het berekenen van de juiste x_B en Q^2

Indien we beschikken over de kinematische gegevens van het uitgestraalde foton (in initiële of eind-toestand) kunnen we de berekening van x_B en Q^2 uit de lepton eind-toestand corrigeren.

Voor een gebeurtenis die gekarakteriseerd wordt door straling in de initiële toestand definiëren we:

$$E_{\text{eff}} = E_{\text{bundel}} - E_{\gamma} \quad (4.7)$$

E_{γ} is de energie van het uitgestraalde foton in de eind-toestand. We vervangen in alle kinematische berekeningen (E_{bundel}) door (E_{eff}).

Een gebeurtenis die gekarakteriseerd wordt door straling in de eind-toestand wordt omgezet naar zijn 'Born equivalent' door volgende betrekking:

$$E_{\text{eff}} = E_l + E_{\gamma} \quad (4.8)$$

E_l is de energie van het verstrooide lepton. We vervangen in alle berekeningen de energie van het verstrooide lepton door E_{eff} .

In de meetgegevens is het uitgestraalde foton in de begin-toestand niet waarnemen. Een belangrijke eigenschap van de Sigma reconstructie methode³ is dat deze techniek geen correctie vereist gezien de initiële lepton bundel energie niet expliciet voorkomt in de formulering. Voor straling in de eind-toestand is het uitgestraalde foton sterk co-lineair met het lepton in de eind-toestand en deponeren beide elektromagnetisch interagerende deeltjes hun energie op ononderscheidbare wijze in de BEMC. De gereconstrueerde cluster bevat dus reeds de som $E_l + E_{\gamma}$. Deze modificaties laten ons toe de juiste kinematische grootheden te berekenen tot aan de eerste-orde in α_{EM} op de interferentie-term die reeds werd aangehaald na.

Born versus QED werkzame doorsnede

Zelfs indien we de juiste waarden van de kinematische veranderlijken Q^2 en x (die het harde verstrooiingsproces aan de hadron vertex beschrijven) berekenen is de werkzame doorsnede aldus bekomen de zogenaamde 'Q.E.D.' werkzame doorsnede, waarin alle radiatieve bijdragen in principe meegeteld worden. Conventioneel wordt de structuurfunctie echter gedefinieerd [IB91] in functie van een fictieve werkzame doorsnede (de Born werkzame doorsnede) die 'men had bekomen indien er geen hogere-orde Q.E.D. correcties bestaan in de natuur aan de zijde van de lepton vertex'. De reden hiervoor is dat het verband tussen de structuurfunctie met partonische interpretatie en de werkzame doorsnede bepaald werd aan de hand van een elektromagnetische interactie die enkel uit een Born term bestaat.

We zullen een ruwe schatting geven van wat men mag verwachten als grootte-orde van deze correctie. We nemen aan dat een dominante bijdrage tot het verschil tussen $\left(\frac{\partial^2 \sigma}{\partial Q^2 \partial x}\right)_{\text{Born}}$ en $\left(\frac{\partial^2 \sigma}{\partial Q^2 \partial x}\right)_{\text{QED}}$ afkomstig is

³Deze Sigma methode wordt in detail besproken in sectie 4.4.3

van radiatie in de initiële toestand en we gaan trachten voor dit verschil een schatting op te stellen. In de onderstelling (die gebruikt wordt in de diffractieve analyse) dat $R = 0$, kunnen we schrijven:

$$\frac{\partial^2 \sigma}{\partial Q^2 \partial x} = \frac{4\pi\alpha_{EM}^2}{xQ^4} \left((1-y) + \frac{y^2}{2} \right) \cdot F_2(x, Q^2) \quad (4.9)$$

Indien we dit schrijven in functie van s , x en Q^2 , dan merken we dat het volstaat om:

$$y(s) = \frac{Q^2}{s \cdot x} \quad (4.10)$$

in te voeren. Beseffen we nu dat het enige effect van radiatie in de initiële toestand dat we in rekening brengen, het feit is dat de schijnbare invallende bundel-energie van het lepton is verminderd met E_γ , dan is het totale effect van deze radiatie terug te vinden in een verandering van s :

$$s(E_\gamma) = s_0 \cdot \frac{E_0 - E_\gamma}{E_0} \quad (4.11)$$

(waar E_0 de nominale bundel-energie van het lepton voorstelt) Dat heeft voor gevolg dat:

$$y(E_\gamma) = y_0 \cdot \frac{E_0}{E_0 - E_\gamma} \quad (4.12)$$

We vinden bijgevolg:

$$\left(\frac{\partial^2 \sigma}{\partial Q^2 \partial x} \right)_{\text{QED}} \approx \int_{E_\gamma=0}^{E_\gamma^+} dE_\gamma \rho_{Q^2, x}(E_\gamma) \left(\frac{\partial^2 \sigma}{\partial Q^2 \partial x} \right)_{\text{Born}, s(E_\gamma)} \quad (4.13)$$

wat zich laat herschrijven als:

$$\left(\frac{\partial^2 \sigma}{\partial Q^2 \partial x} \right)_{\text{QED}} \approx \left(\frac{\partial^2 \sigma}{\partial Q^2 \partial x} \right)_{\text{Born}, s_0} \cdot C(x, Q^2) \quad (4.14)$$

waarin $C(x, Q^2)$ de gezochte correctie-coëfficiënt is, en $\rho_{Q^2, x}(E_\gamma)$ de kans-verdeling beschrijft, om bij gegeven x_B en Q^2 een foton in de initiële toestand met energie E_γ uit te stralen.

Door gebruik te maken van de uitdrukking in functie van de structuurfunctie kunnen we deze C berekenen als volgt:

$$C(x, Q^2) = \frac{\int_{E_\gamma=0}^{E_\gamma^+} dE_\gamma \rho_{Q^2, x}(E_\gamma) \left((1-y(E_\gamma)) + \frac{y(E_\gamma)^2}{2} \right)}{\left((1-y_0) + \frac{y_0^2}{2} \right)} \quad (4.15)$$

We kunnen deze grootheid afschatten met behulp van de RAPGAP Monte Carlo simulatie die ons $\rho_{Q^2, x}(E_\gamma)$ geeft. Om over voldoende statistiek te beschikken hebben we verder nog over Q^2 en x geïntegreerd. De resultaten zijn de volgende:

y_{min}	y_{max}	$\langle C \rangle$
0.005	0.01	1.000
0.01	0.05	1.000
0.05	0.1	0.999
0.1	0.2	0.996
0.2	0.3	0.988
0.3	0.4	0.976
0.4	0.5	0.964
0.5	0.6	0.965
0.6	0.7	1.040
0.7	0.8	1.52
0.8	0.9	5.18

Hierin stelt $\langle C \rangle$ de gemiddelde correctie-coëfficiënt voor (uitgemiddeld over alle Q^2 en x die compatieel zijn met het vooropgestelde interval in y_0).

We herinneren eraan dat we een y snede toepassen: $y \leq 0.5$. Zoals we kunnen afleiden uit bovenstaande tabel kunnen we ons in het ergste geval verwachten aan correcties van de orde van 3 procent, in een domein waar ongeveer 6 procent van de beschikbare Monte Carlo statistiek aanwezig is. Op het grootste deel van de statistiek ($y \leq 0.3$) zijn de verwachte correcties minder dan 1 procent. Voor y significant groter dan 0.6, kunnen de radiatieve correcties inderdaad enorme proporties aannemen.

4.4.3 De 'Sigma' methode

Zoals in de vorige sectie vermeld werd, stelt er zich een probleem bij de berekening van x_B en Q^2 zoals door de elektron methode is aangegeven: om rekening te kunnen houden met de effecten van straling in de begin-toestand zou E_{bundel} gecorrigeerd moeten worden zoals in vergelijking 4.7 is aangegeven. We beschikken echter meestal niet over de energie E_γ . Indien men erin zou slagen om een schatter voor x_B en Q^2 op te stellen die E_{bundel} niet expliciet bevat is dat probleem opgelost. De Sigma methode stelt zulke oplossing voor.

Om de formules overzichtelijker te maken definiëren we een intermediaire grootheid:

$$\Sigma = \sum_h E_h - p_{h,z} \quad (4.16)$$

Hierin staat \sum_h voor de som over alle deeltjes in de *hadronische* eind-toestand, die bestaat uit alle deeltjes van de eind-toestand, behalve het verstrooide lepton en eventuele fotonen die het gevolg zijn van radiatieve processen. De deeltjes die aan de voorzijde van de detector in de bundel-pijp blijven (en dus niet waargenomen worden) hebben een E_h en een $p_{h,z}$ die erg vergelijkbaar zijn. Hun bijdrage tot de som is bijgevolg zeer klein en de fout die begaan wordt door ze niet mee te rekenen is dan ook niet erg groot.

In volgende formules hebben de symbolen dezelfde betekenis als bij de formules van de elektron methode.

$$y_\Sigma = \frac{\Sigma}{\Sigma + E_l(1 - \cos \theta_l)} \quad (4.17)$$

$$x_\Sigma = \frac{E_l(1 + \cos \theta_l)}{2E_p y_\Sigma} \quad (4.18)$$

$$Q_\Sigma^2 = \frac{E_l^2 \sin^2 \theta_l}{1 - y_\Sigma} \quad (4.19)$$

Merk op dat in het ganse geheel van algebraïsche betrekkingen, nergens E_{bundel} voorkomt. Dat maakt dat we in principe ongevoelig zijn voor de fout geïntroduceerd door straling in de initiële toestand.

Een extra voordeel bij het gebruik van de Σ methode schuilt in het feit dat voor *kleine* y , de elektron methode⁴ heel onnauwkeurig wordt gezien:

$$\frac{\Delta x_B}{x_B} \Big|_{E_l} = \frac{1}{x_B} \frac{\partial x_B}{\partial E_l} \Big|_{E_l, \theta} \Delta E_l = \frac{1}{2} \frac{1 - \cos \theta}{E_e y_B (1 - y_B)} \Delta E_l \approx \frac{1}{E_e y_B (1 - y_B)} \Delta E_l \quad (4.20)$$

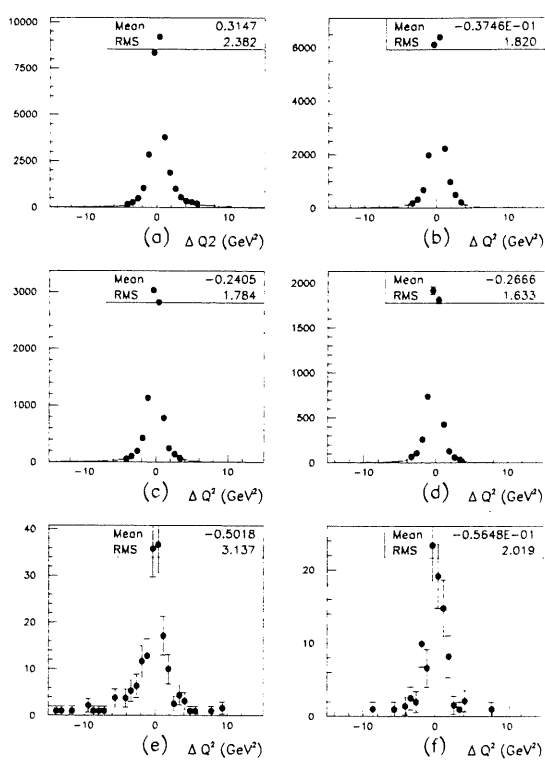
Voor kleine y_B is de fout op x_B evenredig met $\frac{1}{y_B}$ in het sterk achterwaartse gebied (θ rond de 180 graden).

4.4.4 Vergelijking van de Sigma methode met de elektron methode.

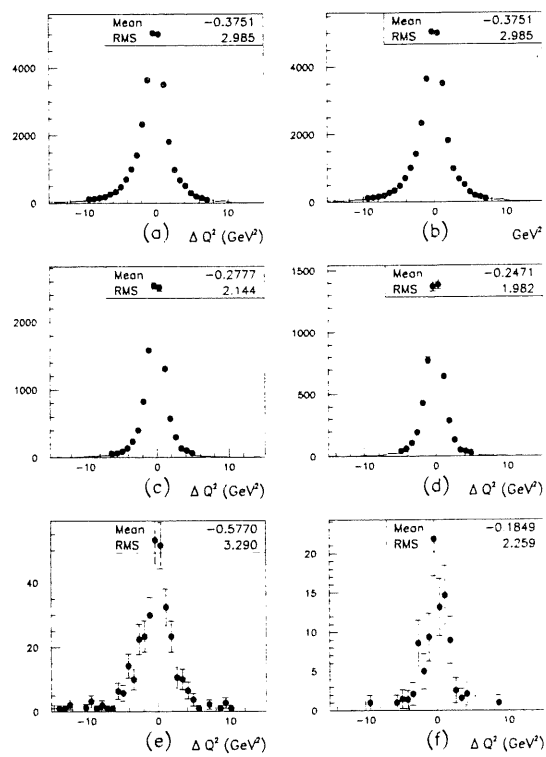
Om de kwaliteit van beide methoden met elkaar te vergelijken gebruiken we het Monte Carlo model om de resoluties in Q^2 en x_B te bestuderen. We bestuderen deze resoluties in functie van y_B omdat aangetoond is dat twee gevoelige verschilpunten (voortplanting van de fout op de energie-meting en radiatieve effecten) voornamelijk een functie zijn van y_B . Figuren 4.13 en 4.14 geven de respectievelijke resoluties weer voor de grootheid Q^2 . Van boven naar beneden vindt men 3 rijen grafieken. De bovenste grafieken komen overeen met een y_B interval van 0.1 tot 0.5; de middelste grafieken komen overeen met een y_B interval van 0.01 tot 0.1 en onderaan vindt men de grafieken die overeenkomen met een y_B interval van 0.005 tot 0.01. Links vindt men de grafieken die het volledige geselecteerde Monte Carlo staal beschrijven, rechts vindt men de grafieken overeenkomend met de niet-radiatieve gebeurtenissen. De figuren 4.15 en 4.16 geven vergelijkbare voorstellingen weer voor de grootheid $\log_{10} x_B$, respectievelijk voor de elektron-methode en de sigma methode.

We bespreken het specifieke interval waarin y_B waarden van 0.01 tot 0.1 aanneemt. Dezelfde trends vindt men ook weer in de andere intervallen. Wat Q^2 betreft, overtreft de resolutie van de elektron methode lichtjes die

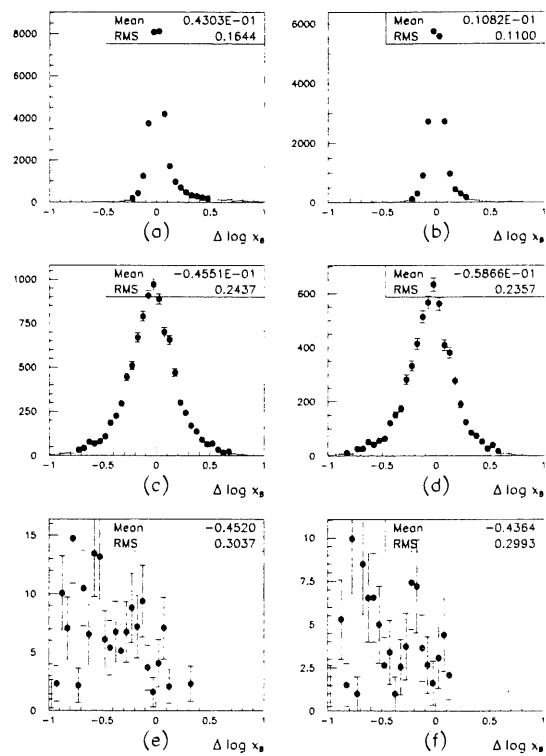
⁴Voor kleine y_B kent de Σ methode geen specifieke numerieke problemen: een kleine y_B is hier gewoon het gevolg van een relatief grote $E_l(1 - \cos \theta_l)$ ten opzichte van Σ , een perfect stabiele operatie.



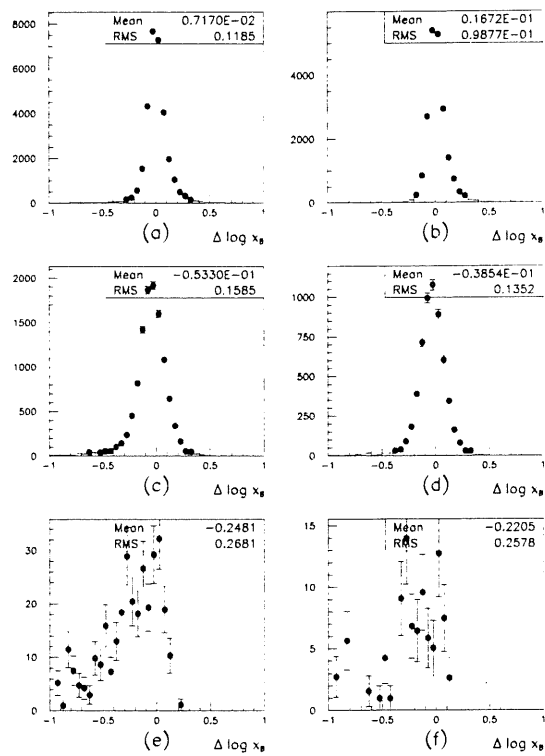
Figuur 4.13: Resolutie van Q^2 zoals berekend met de elektron methode, in functie van y_B . (a) en (b) $0.1 < y_B \leq 0.5$, (a) simulatie, (b) gegevens; (c) en (d) $0.01 < y_B \leq 0.1$, (c) simulatie, (d) gegevens; (e) en (f) $0.005 < y_B \leq 0.01$, (e) simulatie, (f) gegevens.



Figuur 4.14: Resolutie van Q^2 zoals berekend met de Σ methode, in functie van y_B . (a) en (b) $0.1 < y_B \leq 0.5$, (a) simulatie, (b) gegevens; (c) en (d) $0.01 < y_B \leq 0.1$, (c) simulatie, (d) gegevens; (e) en (f) $0.005 < y_B \leq 0.01$, (e) simulatie, (f) gegevens.



Figuur 4.15: Resolutie van x_B zoals berekend met de elektron methode, in functie van y_B . (a) en (b) $0.1 < y_B \leq 0.5$, (a) simulatie, (b) gegevens; (c) en (d) $0.01 < y_B \leq 0.1$, (c) simulatie, (d) gegevens; (e) en (f) $0.005 < y_B \leq 0.01$, (e) simulatie, (f) gegevens.



Figuur 4.16: Resolutie van x_B zoals berekend met de Σ methode, in functie van y_B . (a) en (b) $0.1 < y_B \leq 0.5$, (a) simulatie, (b) gegevens; (c) en (d) $0.01 < y_B \leq 0.1$, (c) simulatie, (d) gegevens; (e) en (f) $0.005 < y_B \leq 0.01$, (e) simulatie, (f) gegevens.

van de sigma-methode: daar waar de elektron methode een resolutie van 1.8 GeV^2 haalt bij een systematische afwijking van 0.24 GeV^2 , bereikt de sigma methode slechts een resolutie van 2.1 GeV^2 bij een systematische afwijking van 0.28 GeV^2 . Daarentegen levert de sigma methode een veel betere prestatie voor de resolutie van $\log_{10} x_B$ in datzelfde y_B interval. De resolutie van de elektron methode bedraagt 0.24 op $\log_{10} x_B$ voor de elektron methode terwijl de sigma methode een resolutie bereikt van 0.15. De systematische afwijkingen zijn stukken kleiner. Omgerekend naar resoluties op x_B zelf (in plaats van $\log_{10} x_B$) levert dit een onzekerheid van 70 procent op in het geval van de elektron methode, terwijl de sigma methode de onzekerheid op x_B kan beperken tot 40 procent. Omdat in de analyse die volgt, een juiste in-schatting van x_B veel belangrijker zal blijken te zijn dan een juiste in-schatting van Q^2 ⁵, hebben we uiteindelijk voor de sigma methode geopteerd.

4.5 De experimentele reconstructie van de hadronische eind-toestand

We wensen uit de hadronische eind-toestand slechts 2 scalaires te extraheren: M_X en p_T . We extraheren deze grootheden via de reconstructie van de hadronische eind-toestand. M_X is de invariante massa van de hadronische eind-toestand (op de overblijfselen van het proton na), terwijl p_T de transversale impuls is die berekend wordt met behulp van de thrust-analyse van de eind-toestand (zie hoofdstuk 1). Het is in functie van die grootheden dat de reconstructie van de hadronische eind-toestand moet beschouwd worden.

In wat volgt beschrijven we eerst een voor de hand liggende reconstructie, namelijk de 'cluster' methode, die uitsluitend gebruik maakt van een calorimetrische meting. We tonen aan dat deze methode in het bovengenoemd kader kan verbeterd worden door ook gedeeltelijk van de gegevens van de sporen-kamers gebruik te maken. Dat levert ons de 'CLIM'⁶ methode op.

Om de kwaliteit van beide methoden na te gaan — enerzijds met behulp van de Monte Carlo simulatie en anderzijds op basis van de gegevens — bestuderen we het gedrag van beide methoden bij de berekening van een aantal grootheden: de transverse impuls-balans (lepton versus hadronische eind-toestand) van de gebeurtenis, de balans van $\sum E - p_z$ van de gebeurtenis, en de invariante massa van de eind-toestand (M_X , zoals rechtstreeks berekend als norm van de som van de 4-vectoren). Het voordeel van de eerste twee grootheden is dat ze niet alleen in een Monte Carlo simulatie kunnen bestudeerd worden, maar dat ze ook rechtstreeks op de gegevens doorgevoerd kunnen worden.

4.5.1 De 'cluster' methode.

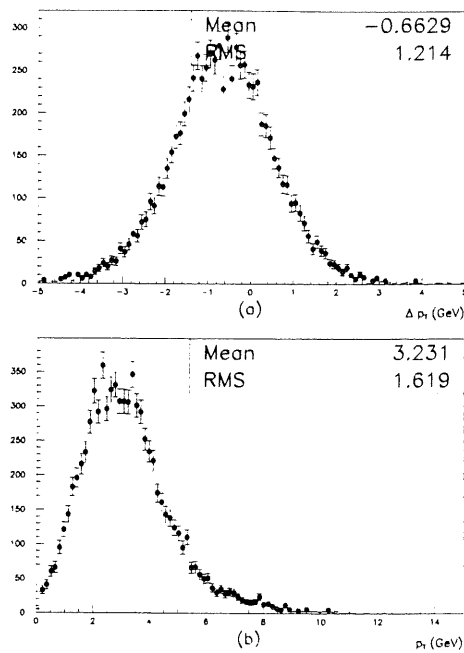
In deze methode wordt de eind-toestand volledig bepaald door de calorimetrische meting van de energie van de deeltjes. Neutrale en geladen deeltjes worden zonder onderscheid behandeld. In het voorwaartse en centrale deel heeft H1 een vrij goede calorimeter: de LAr (zie hoofdstuk 2). De energie-deposities in de individuele cellen van deze calorimeter worden door het reconstructie-programma tot zogenaamde clusters gegroepeerd. Een cluster stelt dan de inpakt van een deeltje (of een groep sterk co-lineaire deeltjes) in de calorimeter voor. Een mogelijke reconstructie van de eind-toestand kan bijgevolg bekomen worden door de vier-vector te bouwen op basis van zo een cluster en van de geometrische positionering van de calorimeter-cellen die er deel van uit maken. Het reconstructie-programma kent aan individuele cellen licht-vectoren toe (massa gelijk aan nul) en voegt die vectoren samen tot een tijd-vector (massa reëel) die de vier-vector van deze cluster voorstelt. Volgens de cluster reconstructie methode wordt elke zulke cluster een vier-vector in de hadronische eind-toestand.

Om de kwaliteit van de cluster reconstructie methode na te gaan, bestuderen we de transverse impuls-balans. De transverse impuls-distributie van de gegevens in figuur 4.17 (b) geeft aan dat het een grootheid is die waarden aanneemt die groot genoeg zijn (enkele GeV) opdat de balans met de transverse impuls van het elektron zinvol zou zijn. Deze balans (figuur 4.17 (a)) geeft aan dat er een systematisch tekort is aan transversale impuls in de gereconstrueerde hadronische eind-toestand (0.66 GeV).

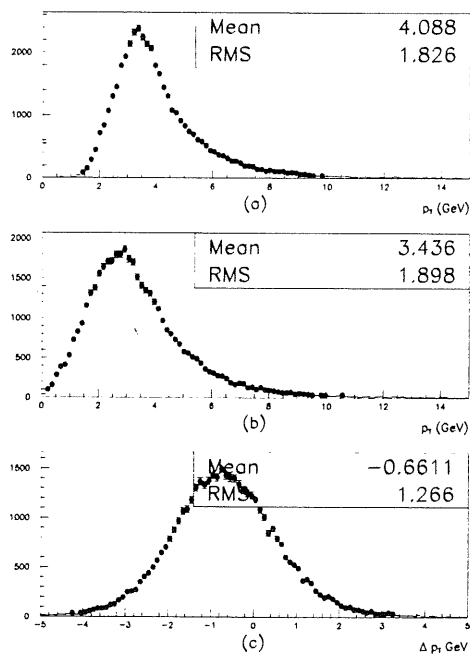
In de Monte Carlo simulatie is de transverse hadronische impuls (figuur 4.18 (b)) gemiddeld van 4.1 GeV voor detector tot 3.4 GeV na detector gedaald. Dat vindt men ook terug in figuur 4.18 (c) waar het verschil tussen de transverse impuls van het gereconstrueerde hadron systeem wordt weergegeven: er is een systematische verschuiving van het gemiddelde van 660 MeV. Indien men dat met de het gedrag van de gegevens vergelijkt (figuur 4.17) merkt men dat het Monte Carlo model het systematisch energie-verlies in de cluster reconstructie methode goed beschrijft: zowel de Monte Carlo simulatie als de gegevens vertonen een gemiddelde systematische afwijking van ongeveer 0.7 GeV in de zin dat de gereconstrueerde hadronische eind-toestand te weinig transverse impuls bevat om die van het verstrooide lepton te compenseren.

⁵ We wensen voornamelijk een afhankelijkheid in x_P te meten (Regge flux factor) en x_B is rechtstreeks evenredig met x_P . Daarentegen komt enerzijds Q^2 slechts indirect voor in x_P , en is de kwaliteit van de Q^2 reconstructie zowieso al veel beter dan die van x_B . Migraties in Q^2 cellen zal voor onze analyse bijgevolg veel minder erge effecten hebben dan migraties in x_P .

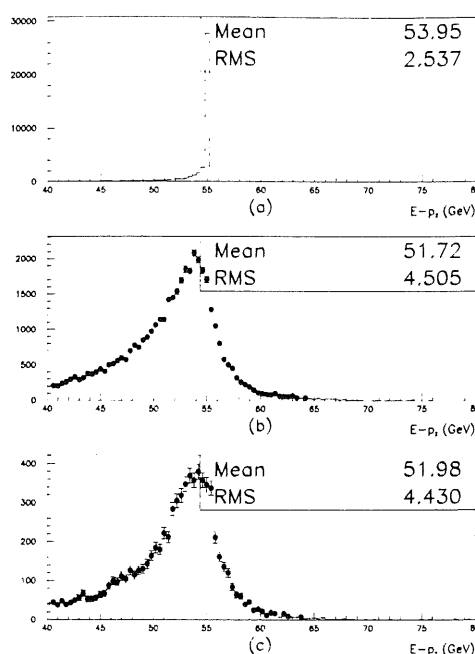
⁶ CLuster Improved Method



Figuur 4.17: Transverse impuls-balans, gegevens, cluster reconstructie. (a) balans tussen de transverse impuls van hadron systeem en lepton; (b) transversale impuls-verdeling van de eind-toestand.



Figuur 4.18: Transverse impuls-balans, Monte Carlo simulatie: (a) de transverse impuls distributie aan voor de detector, (b) geeft die distributie aan na de detector, 'cluster' methode. (c) balans tussen de transverse impuls van het hadron systeem en de transverse impuls van het lepton.



Figuur 4.19: $E - p_z$ balans: (a) Monte Carlo simulatie voor detector-simulatie, (b) na detector-simulatie, (c) in de gegevens, met 'cluster' reconstructie-methode.

De $E - P_z$ balans heeft het voordeel (ten opzichte van de E balans) dat deeltjes die langs de voorkant van de detector ongezien in de bundel-pijp verdwijnen — in ons geval het verstrooide proton — een uiterst geringe invloed hebben. De som van $E - p_z$ voor de interactie is twee maal de lepton bundel energie wat in ons geval 55 GeV bedraagt.

Een berekening van de $E - p_z$ balans in de Monte Carlo simulatie voor detector (figuur 4.19(a)) geeft aan dat die waarde van 55 GeV inderdaad meestal teruggevonden wordt maar dat een kleine fractie van het staal (toe te schrijven aan gebeurtenissen met radiatie in de begin-toestand) een wat kleinere waarde opleveren.

De $E - p_z$ balans in de gegevens (figuur 4.19 (c)) toont twee dingen aan: ten eerste is er een uitgesproken systematisch verlies in de som, en ten tweede is de afwijking ten gevolge van de radiatieve gebeurtenissen verwaarloosbaar ten opzichte van de afwijkingen ten gevolge van detector effecten. Vergelijkt men de balans zoals voorspeld door de Monte Carlo simulatie (figuur 4.19(b)) met de balans op de gegevens, dan merkt men dat deze simulatie dit effect vrij goed beschrijft.

Als algemeen besluit kan men vaststellen dat zowel de $E - p_z$ balans als de transversale impuls-balans erop schijnen te wijzen dat de cluster reconstructie methode systematisch te weinig energie in de eind-toestand aangeeft.

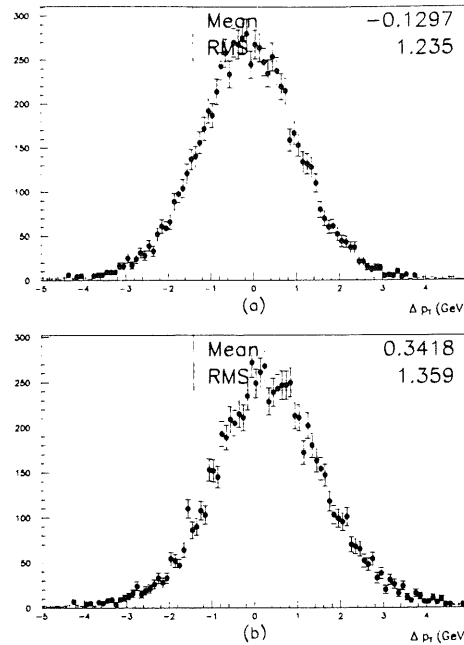
4.5.2 De 'CLIM' methode

Ter verbetering van de reconstructie van de hadronische eind-toestand wordt volgende methode voorgesteld: een correctie voor het tekort aan gereconstrueerde impuls door gebruik te maken van de sporen in de sporen-kamers en een deel van hun impuls toe te voegen aan de hadronische eind-toestand.

Een fysische motivering is de volgende: in de sporen-kamers worden uiteraard *geladen* deeltjes waargenomen. Deze geladen deeltjes ondergaan een zeker energie-verlies ten gevolge van de minimale ionisatie van de materie waar ze doorheen moeten alvorens de calorimeter te bereiken. Neutrale deeltjes hebben dat energie-verlies niet. In een zekere mate kan men door het toevoegen van een energie van de orde van E_{clip} (zie verder voor de precieze definitie van deze grootheid) per geladen deeltje een compensatie bekomen voor het geleden energie-verlies door ionisatie⁷.

De CLIM methode bestaat uit de uitbreiding van de 4-vectoren van de cluster-methode met de 4-vectoren verkregen uit de sporen waargenomen in de centrale sporen-kamers. Elk spoor in de centrale sporen-kamers levert een extra vier-vector op volgende wijze: indien de energie horende bij het spoor kleiner is dan E_{clip} dan wordt de vier-vector van dat spoor volledig beschouwd; indien de energie groter is, wordt de gehele vier-vector verschaald zodat de energie gelijk wordt aan E_{clip} . De CLIM methode bevat 1 vrije parameter, namelijk E_{clip} . Deze vrije parameter zal gebruikt worden om op empirische wijze de gemiddelde transverse impuls-balans van

⁷Dit energie-verlies is afhankelijk van de geometrische ligging van de baan van het deeltje en dus niet kan gemodelleerd worden door een en dezelfde waarde (nl. E_{clip}). $E_{clip} = C^{te}$ is wel aanvaardbaar als eerste benadering.



Figuur 4.20: Transverse impuls-balans voor (a) $E_{clip} = 250 \text{ MeV}$ (b) $E_{clip} = 500 \text{ MeV}$.

de gebeurtenissen in orde te brengen.

Om de E_{clip} waarde te vinden waarbij de gemiddelde transverse impuls-onbalans het kleinste is bepalen we de transverse impuls-onbalans (voor en na reconstructie) die we vinden bij $E_{clip} = 250 \text{ MeV}$ en $E_{clip} = 500 \text{ MeV}$ (zie figuur 4.20). Het eerste geval levert ons een balans op van $-130 \text{ MeV} \pm 14 \text{ MeV}$, terwijl dat in het tweede geval $+340 \text{ MeV} \pm 15 \text{ MeV}$ is. De lineaire⁸ interpolatie (zie figuur 4.21) geeft volgend resultaat:

$$\Delta_{p_t} \approx 1.88 E_{clip} - 0.6 (\text{GeV}) \quad (4.21)$$

Dat levert ons een optimale waarde van E_{clip} op van 320 MeV ⁹.

We hebben de vrije parameter in de CLIM methode gebruikt om de transversale impuls-balans af te stemmen. Het is interessant te kijken welke de gevolgen zijn voor de longitudinale impuls-reconstructie. De $E_T - p_z$ balans (figuur 4.23) laat toe op niet-kwantitatieve wijze te besluiten dat de piek-waarde zich bij de CLIM methode iets korter bij de juiste waarde van 55 GeV bevindt dan in het geval van de cluster reconstructie. Bovendien wordt dat gedrag goed gereproduceerd door de Monte Carlo simulatie.

Alhoewel de variabele M_X in volgende sectie uitgebreider aan bod zal komen, bespreken we hier de verbetering in reconstructie (door gebruik te maken van de CLIM methode) van invariante massa van de hadronische eind-toestand zoals bekomen door het uitrekenen¹⁰ van de norm van de som der 4-vectoren. Figuur 4.24 toont de M_X balans voor en na detector-simulatie voor de twee besproken reconstructie-technieken: de cluster methode en de CLIM methode. Niet alleen verschuift de gemiddelde waarde van de on-balans van -4.3 GeV (cluster methode) naar slechts -1.8 GeV (CLIM methode) maar ook de spreiding (onzekerheid op de reconstructie) wordt wat kleiner. Dit illustreert weer dat de CLIM methode betere resultaten oplevert dan de cluster-methode. In het vervolg van deze analyse zal enkel nog de CLIM methode aangewend worden wanneer sprake is van 'gereconstrueerde hadronische eind-toestand'.

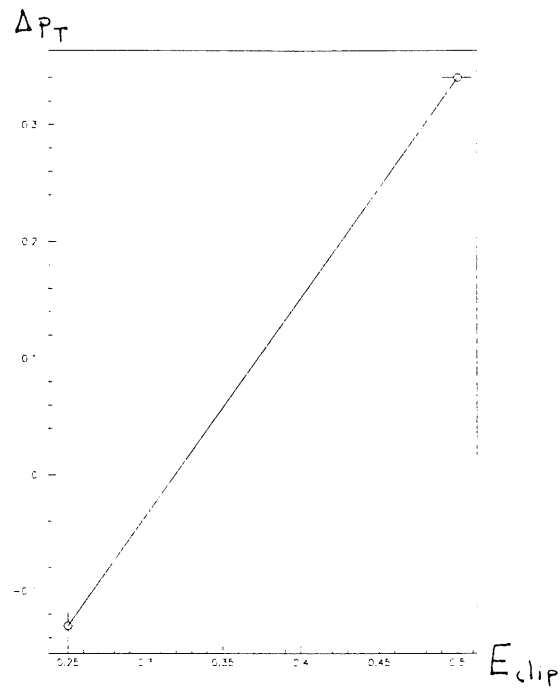
4.6 Experimentele bepaling van de hadronische grootheden

In de vorige sectie werd de reconstructie van de hadronische eind-toestand besproken. In deze sectie bespreken we de bepaling van M_X en p_T steunend op de verbeterde reconstructie van de hadronische eind-toestand. De

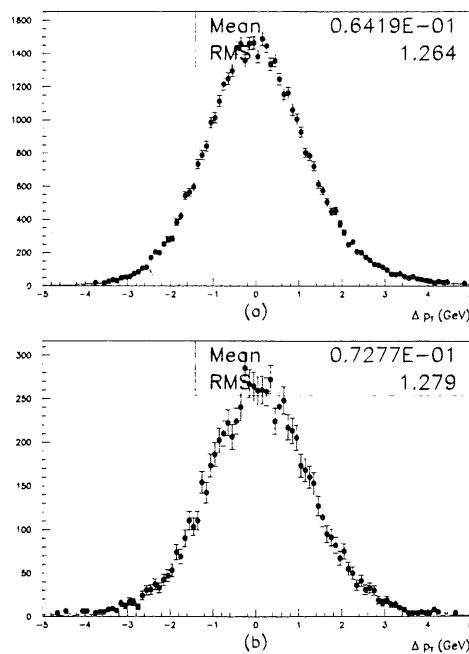
⁸Aannemend dat de gemiddelde waarde van de impuls-onbalans een functie is die op analytische wijze afhangt van E_{clip} en beseffende dat E_{clip} slechts een kleine correctie is op de totale impuls, is een lineaire interpolatie van de on-balans van E_{clip} gerechtvaardigd, zoals trouwens verderop zal blijken.

⁹In H1 zijn er al analyses doorgevoerd die een CLIM reconstructie gebruiken. De waarde van E_{clip} die daar gebruikt werd was 350 MeV . Om enige uniformiteit te bewaren hebben we in onze analyse ook 350 MeV aangehouden. Dat levert een voorspelde afwijking op van $58 \pm 15 \text{ MeV}$ (interpolatie) terwijl we $64 \pm 7 \text{ MeV}$ vinden met de Monte Carlo simulatie en $73 \pm 14 \text{ MeV}$ in de gegevens zoals getoond in figuur 4.22. De overeenkomst tussen de voorspelling via interpolatie en de daadwerkelijke afwijking toont aan dat de lineaire interpolatie gerechtvaardigd was.

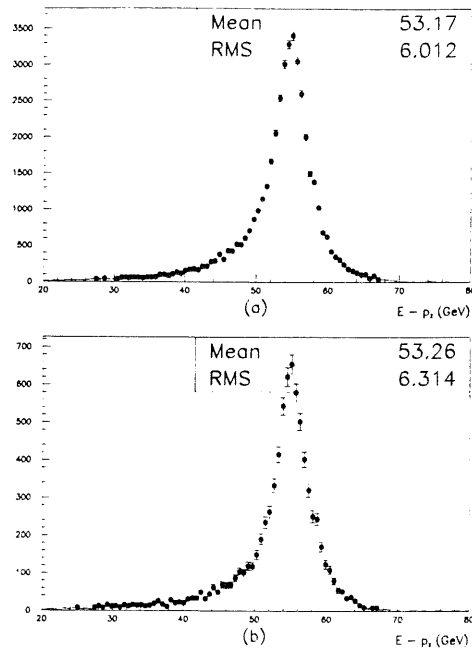
¹⁰In volgende sectie zal aangetoond worden hoe deze grootheid ook op andere wijze kan berekend worden, maar deze methode wordt hier dus niet toegepast.



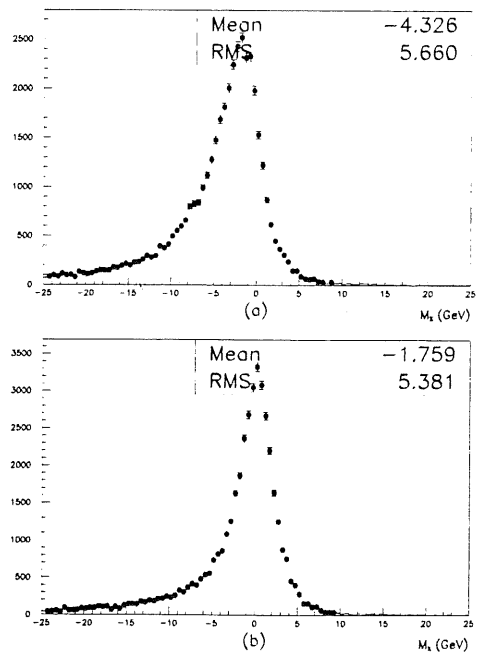
Figuur 4.21: Interpolatie van de transverse impuls on-balans in functie van E_{clip} .



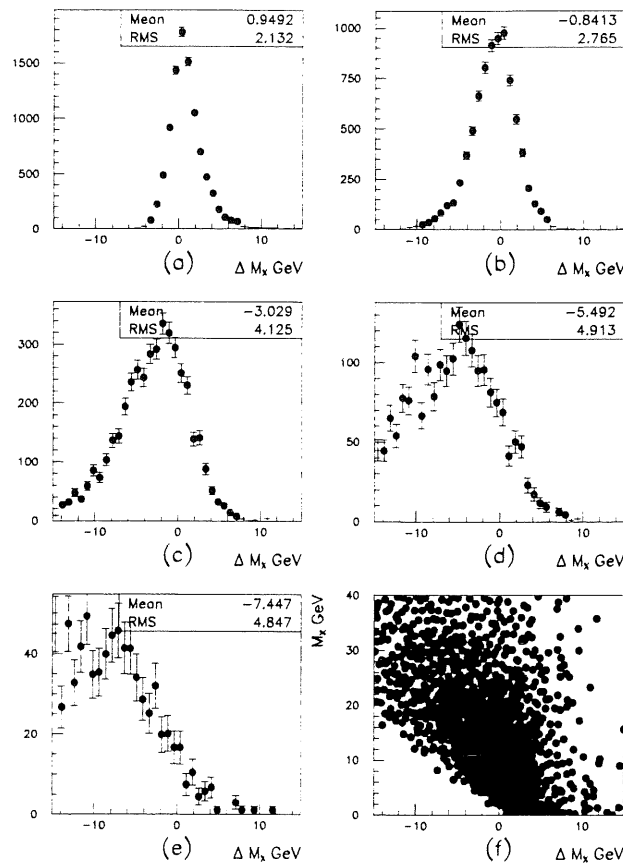
Figuur 4.22: Transverse impuls-balans, CLIM (a) Monte Carlo model (b) de gegevens.



Figuur 4.23: $E - p_z$ balans door gebruik te maken van CLIM (a) in het Monte Carlo model (b) in de gegevens.



Figuur 4.24: M_X balans, Monte Carlo, 'cluster' reconstructie (a) en CLIM reconstructie (b).



Figuur 4.25: M_X resolutie, Monte Carlo model, de directe methode. (a) M_X gelegen tussen 0 en 8 GeV, (b) tussen 8 en 16 GeV, (c) tussen 16 en 24 GeV, (d) tussen 24 en 32 GeV, (e) tussen 32 en 40 GeV. (f) twee-dimensionaal overzicht van de resolutie (horizontale as) in functie van M_X (verticale as).

bepaling van M_X is voor onze analyse belangrijk omdat ze (samen met x_B en Q^2) β en x_P bepaalt, twee van de vier veranderlijken in de $F_2^{D(3)}$ analyse. Er wordt ook een alternatieve uitdrukking voor M_X uitgewerkt. De p_T variabele wordt bepaald uit een thrust analyse toegepast op de gereconstrueerde eind-toestand.

4.6.1 De directe M_X bepaling

De meest voor de hand liggende techniek om M_X te berekenen is de toepassing van vergelijking 1.54. Deze techniek noemen we de *directe* M_X bepaling.

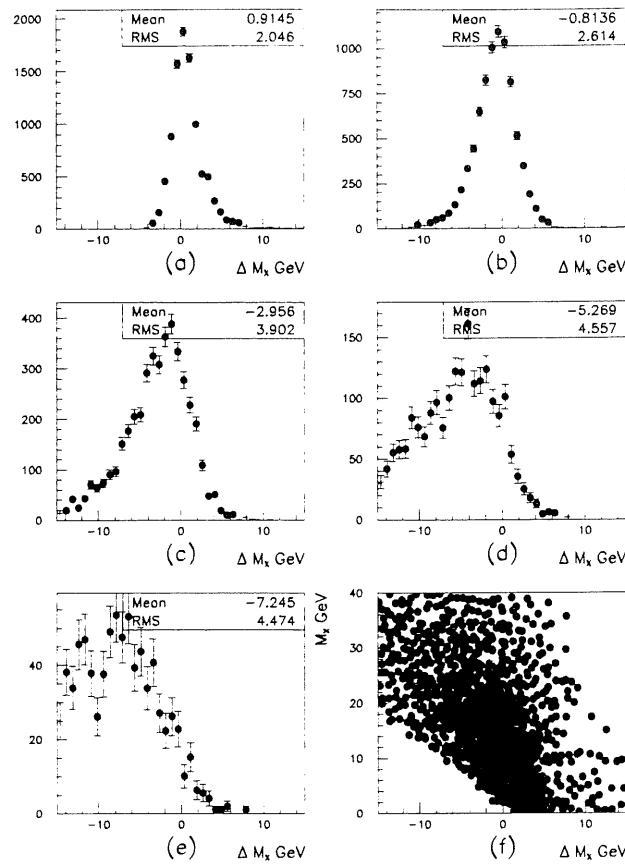
Uit Monte Carlo studies is gebleken dat de M_X resolutie vrijwel onafhankelijk is van de grootheden Q^2 , x_B en η_{max} , maar wel functie is van M_X zelf, zoals blijkt uit figuur . De waarde van M_X is hier berekend volgens de 'directe' methode.

In figuur 4.25 kan men waarnemen dat de M_X reconstructie boven een 20-tal GeV onderhevig is aan een vrij sterke systematische afwijking waardoor de gereconstrueerde M_X steeds te klein is t.a.v. de juiste waarde. Zelfs indien men dat M_X -interval beschouwt waar het grootste deel van de gebeurtenissen zich situeren, 5 - 10 GeV, kan men vaststellen dat de M_X bepaling vrij onnauwkeurig is, met afwijkingen die tientallen procenten kunnen bedragen.

4.6.2 De M_X bepaling door gebruik te maken van het lepton

Om de meting van M_X (en de daaruit afgeleide grootheden) te verbeteren, kan men gebruik maken van het feit dat de kinematica van het lepton verbonden is aan die van de hadronische eind-toestand op volgende wijze:

$$\left(\sum_h E_h - p_{z,h} \right) = 2 \cdot E_e - (E_l - p_{z,l}) \quad (4.22)$$



Figuur 4.26: M_X resolutie, Monte Carlo model, 'elektron methode'. (a) M_X gelegen tussen 0 en 8 GeV, (b) tussen 8 en 16 GeV, (c) tussen 16 en 24 GeV, (d) tussen 24 en 32 GeV, (e) tussen 32 en 40 GeV. (f) twee-dimensionaal overzicht van de resolutie (horizontale as) in functie van M_X (verticale as).

Hieruit kan men afleiden (zie appendix G) dat:

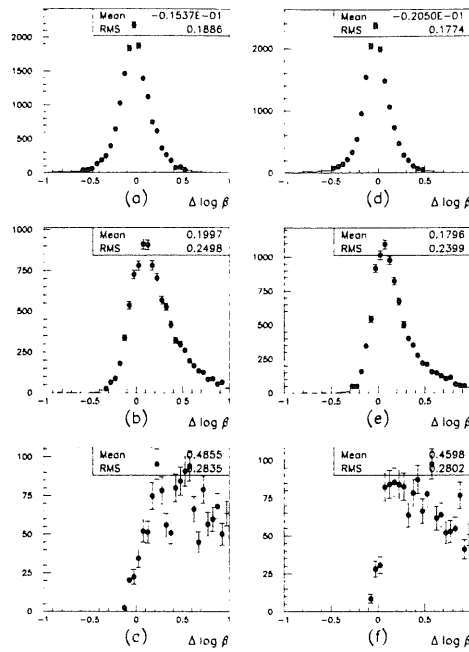
$$M_X^2 = 2E_e y_B \left(\sum_h E_h + p_{z,h} \right) - \left(\sum_h p_{x,h} \right)^2 - \left(\sum_h p_{y,h} \right)^2 \quad (4.23)$$

Het lijkt erop dat we de redenering, toegepast in de Σ -methode nu omkeren: in de Σ -methode werd de hadronische som vervangen door $E_l - p_{z,l}$; nu doen we het omgekeerde. De motivering ligt nu echter anders. Terwijl de Sigma methode tot doel had de bundel energie van het invallende lepton expliciet uit de reconstructieformules te verwijderen omdat de formules voor x_B en Q^2 sterk afhankelijk van een juiste waarde van E_e hangt M_X veel minder sterk van een juiste E_e af, zoals uit de formule blijkt.

De factor $(\sum_h E_h + p_{z,h})$ in vergelijking 4.23 is, in tegenstelling tot $(\sum_h E_h)^2 - (p_{z,h})^2$ in de directe som, veel minder gevoelig aan niet of slechts partieel gedetecteerde deeltjes in de achterwaartse richting. Net in de achterwaartse richting is de hadronische reconstructie relatief zwak: de BEMC is een *elektromagnetische* calorimeter en de hadronische energie-meting van de BEMC is van slechte kwaliteit. Indien we nu enkel $(\sum_h E_h + p_{z,h})$ nodig hebben voor de berekening van M_X , en we $(\sum_h E_h - p_{z,h})$ op een andere manier kunnen extraheren, dan hebben we die sterke gevoeligheid aan de achterwaarts gaande hadronen flink verminderd ($E + p_z$ is klein voor achterwaarts gaande deeltjes). Vermits diffractieve gebeurtenissen gekarakteriseerd worden door een deeltjesvrije konus in de voorwaartse richting is er geen probleem bij de bepaling van $\sum E + p_z$.

De resolutie van M_X zoals gereconstrueerd met deze *elektron methode* is weergegeven in figuur 4.26. Deze figuur heeft een structuur die analoog is aan figuur 4.25. Net zoals in het geval van de directe methode is geen significante afhankelijkheid van de resolutie vastgesteld in functie van η_{\max} , Q^2 en x_B . Men merkt een marginale verbetering van de reconstructie op ten opzichte van de directe methode. In elk geval presteert deze elektron methode nergens slechter dan de directe methode.

Het zal verderop blijken dat door gebruik te maken van deze methode, de resolutie in de afgeleide x_P wel veel



Figuur 4.27: $\log_{10}\beta$ resolutie: (a),(b),(c) de directe methode en (d),(e),(f) de 'elektron' methode. In de twee bovenste grafieken (a) en (d) ligt β tussen 1 en 0.1, in de middelste grafieken (b) en (e) is β gelegen tussen 0.1 en 0.01 terwijl β in de onderste grafieken (c) en (f) waarden aanneemt die tussen 0.01 en 0.001 gelegen zijn.

beter is¹¹. Voor onze analyse zal x_P een zeer belangrijke grootte zijn, en bijgevolg is dat een doorslaggevend argument om voor deze methode te opteren.

4.6.3 β en x_P

Uit M_X wordt β berekend:

$$\beta = \frac{Q^2}{M_X^2 + Q^2} \quad (4.24)$$

De resolutie van $\log_{10}\beta$ is aangegeven in figuur 4.27 en toont het volgende aan: enerzijds neemt men een relatief sterke verslechtering waar van de reconstructie-kwaliteit van β indien β kleine waarden aanneemt. Anderzijds moet men besluiten dat de 'elektron' methode het slechts marginaal beter doet dan de directe methode, wat betreft de reconstructie van β . Behalve voor de hele kleine β waarden is een typische resolutie op $\log_{10}\beta$ van de orde van 0.2, wat neerkomt op een relatieve onzekerheid op β van een 60 procent.

x_P wordt berekend op volgende wijze:

$$x_P = \frac{x_B}{\beta} \quad (4.25)$$

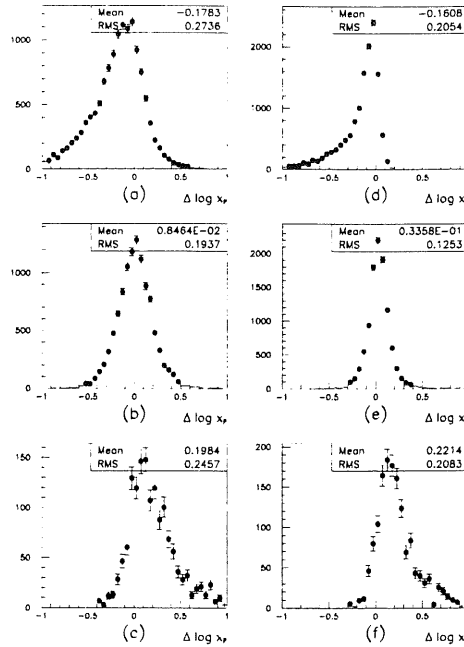
De resolutie van $\log_{10}x_P$ wordt bestudeerd in figuur 4.28. De structuur van deze figuur is analoog aan die van figuur 4.27. Een relatief beperkt systematisch effect is zichtbaar: bij grote x_P wordt x_P systematisch onderschat en bij kleine x_P wordt deze grootte systematisch overschat. Wat het meest opvalt is echter *de spectaculaire verbetering ten gevolge van het gebruik van de elektron methode*. Resoluties van de orde van 0.13 tot 0.2 in $\log_{10}x_P$ worden waargenomen wat overeenkomt met relatieve onzekerheden op x_P van 35 tot 60 procent.

4.6.4 De bepaling van p_T uit de thrust-analyse.

Berekening van p_T .

Zoals beschreven in hoofdstuk 1 levert een thrust-analyse toegepast op de gereconstrueerde hadronische eindtoestand (zoals bepaald door de CLIM methode) enerzijds een thrust-waarde T op, en anderzijds een richting (in het massa-centrum systeem) waarlangs de energie-stroom van de deeltjes in de eindtoestand maximaal is: de thrust-as. De aldus bepaalde thrust as verdeelt de verzameling 3-vectoren van de hadronische eindtoestand in twee hemisferen, zodat de som \mathbf{V} van de 3-vectoren in een hemisfeer gelegen is volgens deze as, en exact tegengesteld aan de som van de 3-vectoren in de andere hemisfeer.

¹¹Het merkwaardige feit dat de resolutie op M_X zelf niet noemenswaardig verbetert, maar de berekening van x_P wel, is een gevolg van de correlatie tussen de afwijkingen van x_B , M_X en Q^2 . Voor de elektron methode werkt die combinatie blijkbaar veel gunstiger dan voor de directe methode.



Figuur 4.28: $\log_{10} x_P$ resolutie voor (a),(b),(c) de directe methode en (d),(e),(f) de 'elektron' methode. In de twee bovenste grafieken (a) en (d) ligt x_P tussen 0.1 en 0.01, in de middelste grafieken (b) en (e) is x_P gelegen tussen 0.01 en 0.001 terwijl x_P in de onderste grafieken (c) en (f) waarden aanneemt die tussen 0.001 en 0.0001 gelegen zijn.

We definiëren de p_T^{ideal} horende bij de thrust-analyse als zijnde de transversale component van de som van de 3-impuls-vectoren (som bepaald over een hemisfeer zoals vastgelegd door de thrust-as) ten opzichte van de initiële pomeron-foton richting in het pomeron-foton massa-centrum systeem.

De kinematica van het pomeron ligt als volgt vast:

$$P_{pomeron} = P_p - P_{p'} \quad (4.26)$$

Aangezien het verstrooide proton niet wordt waargenomen is deze pomeron-foton richting niet experimenteel toegankelijk.

Als referentie-as nemen we daarom de richting van de proton 3-impuls, zoals die gezien wordt in het massa-centrum van de hadronische eind-toestand X . p_T^{ideal} wordt dan vervangen door p_T .

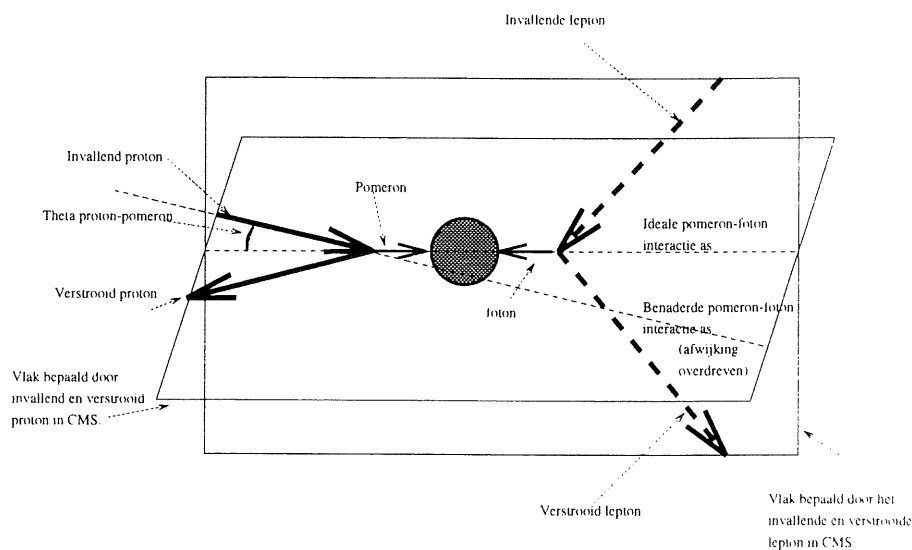
In figuur 4.29 wordt de kinematica van de pomeron-foton interactie geschetst zoals die gezien wordt in het massa-centrum van X . We berekenen de hoek tussen de ideale as (pomeron richting) en de as die we als benadering gebruiken (proton richting), θ_{pP-CMS} . Na wat algebra kan men tonen dat (cfr. Appendix F):

$$\cos \theta_{pP-CMS} \approx 1 + 2 \frac{M_X^2 t}{(Q^2 + M_X^2)^2} + O(x_B^2) + O\left(\frac{t^2}{Q^4}\right) + O\left(\frac{x_B t}{Q^2}\right) + O\left(\frac{m_p^4}{Q^4}\right) \quad (4.27)$$

Het ongunstigste geval (grootste afwijking) doet zich voor als $M_X^2 = Q^2$ en zo klein mogelijk is. Dat is het geval voor $M_X^2 = Q^2 \approx 10 GeV^2$ en dan bekommen we (met een $t = -0.2 GeV^2$) een afwijkingshoek van 6 graden. In minder extreme gevallen is de afwijkingshoek beduidend kleiner. De afwijking van de ideale foton-pomeron as is in eerste orde proportioneel met t , een grootte die we niet kunnen meten¹². Samengevat is de procedure voor het bepalen van p_T de volgende:

1. Een thrust analyse wordt uitgevoerd op de door de CLIM methode gereconstrueerde eind-toestand X in het massa-centrum van die eind-toestand.
2. Bepaal de som \mathbf{V} van de impulsen van de deeltjes in de eind-toestand die behoren tot een van beide 'thrust' hemisferen (zoals bepaald door de thrust as), in het massa-centrum van X .
3. Bepaal de richting van het invallende proton in het massa-centrum van de eind-toestand X .
4. Bereken de grootte van de transversale impuls van \mathbf{V} ten opzichte van deze as. Deze transversale impuls is p_T .

¹²In omgekeerde zin, indien er een methode zou bestaan om een betere benadering voor die as te vinden zou dat willen zeggen dat we *wel* een schatting voor t kunnen uitwerken, via bovenstaande formule. Uit het ongerijmde (t is immers niet meetbaar) volgt dan dat er geen betere benadering kan gevonden worden.



Figuur 4.29: Principe schema van de interactie-geometrie in het massa-centrum van de hadronische eindtoestand X .

p_T uit thrust versus een \hat{p}_T berekend op parton niveau

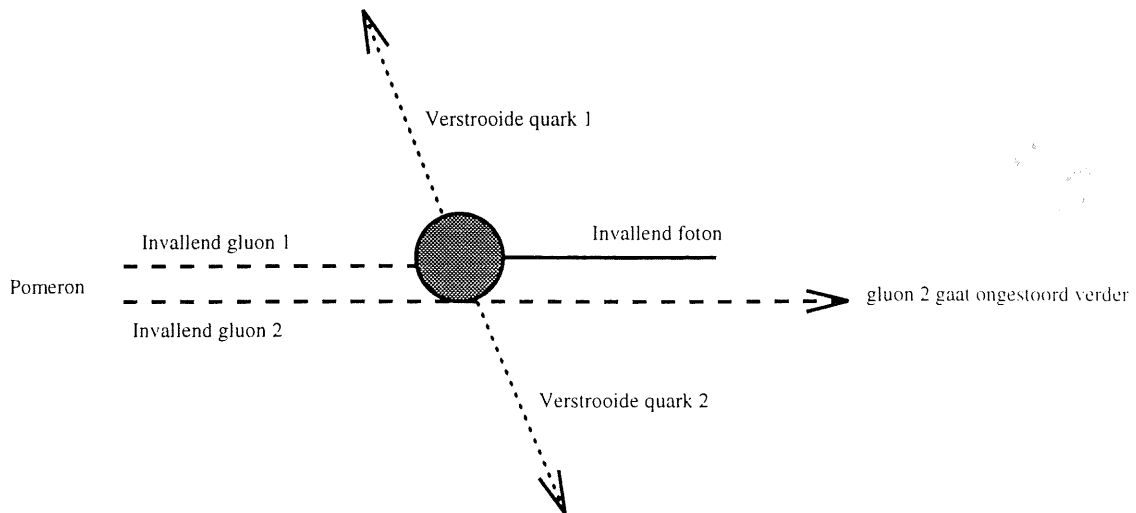
We gaan na in welke mate de thrust- p_T (op hadronisch niveau) een benadering kan geven voor een eventuele 'harde' \hat{p}_T waarde die zou ontstaan in een partonisch $2 \rightarrow 2$ proces.

Om de relatie tussen de p_T -thrust en de \hat{p}_T van het onderliggende partonische proces te bepalen, maken we gebruik van een eenvoudig Monte Carlo model. Hierin veronderstellen we dat het Pomeron een hadronische structuur is bestaande uit 2 vrije partonen (2 'gluonen'). Het invallende virtuele foton interageert met een van deze gluonen via een QCD-foton-gluon-fusie proces, terwijl het tweede gluon ongehinderd zijn koers vervolgt. Deze reactie is schematisch weergegeven in figuur 4.30. Uit dat schema kan eveneens \hat{p}_T berekend worden. De Monte Carlo simulatie van dit model bevat niet alleen bovenstaande 'harde' proces. Ook de fragmentatie en de hadronisatie worden met behulp van fenomenologische methoden gesimuleerd (en zijn dezelfde als de methoden die werden aangewend bij de gebruikte RAPGAP Monte Carlo simulatie). De detector-simulatie werd niet doorgevoerd, de eind-toestand is die op het deeltjes-niveau. We gaan na in welke mate de p_T -thrust gecorreleerd is met \hat{p}_T in dit eenvoudige model, zonder de extra complicatie van de detector-simulatie in rekening te brengen. De correlatie kan men waarnemen in figuur 4.31. In (a) is een twee-dimensionaal overzicht gegeven waarbij op de verticale as thrust- p_T is uitgezet tegen \hat{p}_T op de horizontale as. In (b), (c) en (d) wordt respectievelijk de \hat{p}_T distributie getoond indien thrust- p_T zich in het interval 0-1 GeV, 1-2 GeV of 2-3 GeV bevindt. Zoals men kan waarnemen is de \hat{p}_T sterk beïnvloed door het geselecteerde p_T -thrust interval, behalve voor thrust- p_T heel klein: in dat geval onderschat thrust- p_T duidelijk \hat{p}_T . Een typische 'resolutie' van 1 GeV wordt waargenomen.

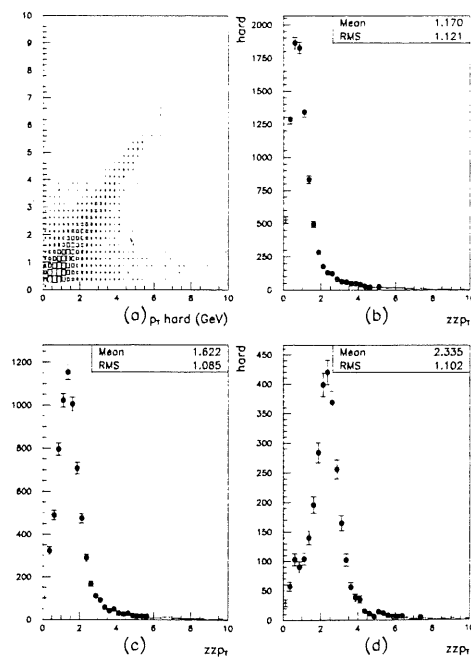
Gezien de precieze relatie tussen p_T -thrust en \hat{p}_T sterk model-gebonden is zullen we in deze analyse geen deconvolutie ondernemen om uit een verdeling van p_T -thrust een \hat{p}_T -verdeling te reconstrueren. Het belangrijke punt in dit betoog is dat aangetoond is dat p_T -thrust sterk gecorreleerd is met \hat{p}_T voor dit eenvoudige model, en dat effecten zoals hadronisatie en fragmentatie dat verband niet uitwissen op schalen groter dan 1 GeV.

Resolutie op de experimentele bepaling van p_T .

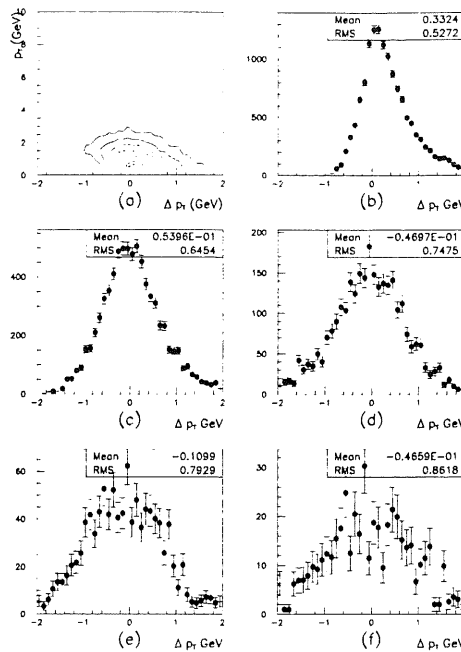
In de vorige sectie werd nagegaan welke de fysische betekenis is van p_T -thrust (namelijk dat het een grootheid is die gecorreleerd is met de transversale impuls van een eventueel onderliggend partonisch proces). In deze sectie gaan we na welke de resolutie is waarmee p_T -thrust kan bepaald worden uitgaande van de experimentele gegevens, gebruiken we het RAPGAP Monte Carlo model. Beschouwingen in verband met eventuele onderliggende partonische processen spelen hierbij geen rol: we gaan de invloed na van de fouten geïntroduceerd door de niet-idealiteit van de H1-detector op de bepaling van p_T -thrust. In figuur 4.32 wordt de resolutie van p_T



Figuur 4.30: Principe schema van een interactie in het massa-centrum van het interagerende gluon en het foton.



Figuur 4.31: Correlatie tussen \hat{p}_T en thrust- p_T op generator niveau.



Figuur 4.32: p_T resolutie gegeven door het Monte Carlo model.

weergegeven: in (a) is een overzicht geschetst van de resolutie (horizontale as) in functie van p_T (voor detector), terwijl in (b), (c), (d), (e) en (f) respectievelijk de resoluties zijn weergegeven indien p_T gelegen is tussen 0 en 1 GeV, tussen 1 en 2 GeV, tussen 2 en 3 GeV, tussen 3 en 4 GeV en tussen 4 en 5 GeV. Er is nagegaan dat er geen duidelijke afhankelijkheid is van de resolutie in p_T in functie van x_P , β en Q^2 . De resolutie van p_T zelf is van de orde van 0.5 - 0.8 GeV, en behalve voor de hele lage waarden (p_T kleiner dan 1 GeV) zijn er geen uitgesproken systematische effecten aanwezig.

4.7 Meting van de structuurfunctie $F_{2,p_T}^{D(3)}$

4.7.1 Resoluties van Q^2 , x_P , β en p_T

In het begin van dit hoofdstuk (sectie 4.1) werd uiteengezet dat we een meting gaan doorvoeren van $F_{2,p_T}^{D(3)}$ in de veranderlijken Q^2 , x_P , β en p_T , wat erop neerkomt dat we een 4-dimensionaal gewogen histogram gaan opbouwen in deze grootheden. Deze vier grootheden werden reeds behandeld in voorgaande secties. In figuur 4.14 werd aangetoond dat de resolutie op Q^2 van de orde is van 3GeV^2 . De resolutie van $\log_{10}\beta$ is weergegeven in figuur 4.27: een onzekerheid van ongeveer 0.2 wordt gehaald, terwijl de resolutie van $\log_{10}x_P$ (figuur 4.28) schommelt tussen 0.13 en 0.2. In figuur 4.32 wordt de resolutie van p_T aangegeven: die is van de orde van 0.5 - 0.8 GeV.

Deze richt-waarden van resoluties zijn uiteraard ondergrenzen voor de compartimentering van de fase-ruimte: indien men tracht kleinere bemonstering-cellen te definiëren extraheert men geen extra informatie uit de gegevens (men 'reconstrueert' het Monte Carlo model).

4.7.2 Keuze van de compartimentering.

Hoe een compartimentering kiezen ?

Optimaal zou men nu een compartimentering van de 4-dimensionale ruimte (opgespannen door x_P , β , Q^2 en p_T) op zo een wijze moeten kiezen dat elke cel van de compartimentering afmetingen heeft die vergelijkbaar zijn met de resoluties in deze 4 grootheden. Aangezien de resoluties strikt genomen functies zijn van x_P , β , Q^2 en p_T impliceert dit normaal gezien een veranderende cel afmeting over de ruimte. We hebben echter nagegaan dat de afhankelijkheden van de resoluties van een grootheid van de andere grootheden die in de analyse gebruikt worden niet erg uitgesproken zijn. Dat laat ons toe een *cartesische* compartimentering voor te stellen, maar met variabele cel-grootte in functie van de variabele zelf. Gezien er reeds een analyse gebeurd is van $F_2^{D(3)}$ (in functie van x_P , β en Q^2) [Col97c] zullen we overwegen van dezelfde compartimentering in deze grootheden te gebruiken als gangbaar was bij die analyse (zie hoofdstuk 1) in de mate dat de resoluties die we zelf bekomen dat toelaten.

Schatting van de zuiverheden van de gekozen cellen met een eenvoudig analytisch model.

Om een idee te krijgen van de relatie tussen cel-grootte en migraties stellen we een eenvoudig model op. Laten we veronderstellen dat we een 1-dimensionale cel hebben, die in de grootte x een interval bestrijkt van -1 tot 1 . Laten we aannemen dat over een groot deel van de x as, de gebeurtenissen uniform¹³ verdeeld zijn. Migraties (waarvoor we een Gaussische verdeling veronderstellen) hebben voor gevolg dat gebeurtenissen die verondersteld werden in de cel te zitten, uit de cel migreren, en dat (evenveel) gebeurtenissen die zich buiten de cel bevinden, naar in de cel migreren. De 'zuiverheid' van de reconstructie binnen de cel wordt nu gedefinieerd als de kans dat een gebeurtenis die voor reconstructie in de cel aanwezig was, daar ook blijft.

We gaan er nu van uit dat de meting van x een kans-grootte ξ oplevert die een resolutie heeft van σ en dat de meet-fout ($\xi - x$) normaal verdeeld is. x zelf is uniform verdeeld. In dat geval kan men gemakkelijk nagaan, dat de kans P_{in} opdat een gebeurtenis die zich ergens binnen de cel bevindt, ook na meting binnen die cel zal gerekend worden, gegeven is door:

$$P_{in} = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 dx P_N(\xi \geq -(1+x) \text{ en } \xi \leq (1-x)) \quad (4.28)$$

P_N stelt een normale verdeling met standaard afwijking σ voor. Werkt men dit verder uit, dan leidt dit tot volgende betrekking:

$$P_{in} = \frac{1}{4} \int_{-1}^1 dx \left(\operatorname{erf} \left(\frac{1-x}{\sigma\sqrt{2}} \right) + \operatorname{erf} \left(\frac{1+x}{\sigma\sqrt{2}} \right) \right) = \frac{1}{2} \int_0^2 \operatorname{erf} \left(\frac{x}{\sigma\sqrt{2}} \right) dx \quad (4.29)$$

Men kan voor verschillende verhoudingen van de resolutie op de cel-grootte nagaan hoe groot de zuiverheid van het staal is voor ons model. Indien we ervan uitgaan dat we voor elke van de vier grootheden eenzelfde verhouding van experimentele resolutie op cel-afmeting voor de grootte in kwestie aannemen, en we bovendien aannemen dat de meet-fouten in de vier grootheden onafhankelijk zijn, dan is:

$$P_{in-4-dim-cel} = P_{in}^4 \quad (4.30)$$

In onderstaande tabel stelt r de verhouding voor van de cel-grootte ten opzichte van de standaard afwijking van de meting (= de resolutie).

σ	r	P_{in}	P_{in-cel}
0.05	40	0.98	0.92
0.1	20	0.96	0.85
0.25	8	0.90	0.66
0.33	6	0.87	0.57
0.50	4	0.80	0.41
1.00	2	0.61	0.14
2.00	1	0.37	0.019
3.00	2/3	0.26	0.0043
4.00	1/2	0.20	0.0015
5.00	2/5	0.16	0.0006

Men neemt waar dat van zodra de cel-afmetingen van de grootte zijn van de resoluties, de zuiverheid van de cel van de orde van een paar procent wordt. Indien men zuiverheden wil die groter zijn dan 50 procent, moet men cel-afmetingen beschouwen die minstens 6 keer groter zijn dan de resolutie op de grootheden in kwestie.

De keuze van de cellen.

De cel-grootte in Q^2 , x_P , β en p_T werd uiteindelijk zo vastgelegd dat ze daar waar mogelijk minstens twee maal zo groot is als de standaard afwijking van de resolutie (in ons model komt dat overeen met $\sigma = 1$).

¹³De uniforme verdeling die voor de eenvoud is gekozen, mag ook vervangen worden door een kans-dichtheid die lineair met x evolueert, zonder dat de resultaten veranderen. Indien de bemonsterde kans-verdeling zich goed gedraagt is een lineaire benadering in de buurt van 1 cel in principe steeds een aanvaardbare benadering van de realiteit. Met andere woorden, we verwachten dat ons model een bruikbare schatting van de cel-zuiverheden kan opleveren voor onze analyse in de onderstelling dat $F_{2,p_T}^{D(3)}$ geen te bruuske variaties kent op een schaal die vergelijkbaar is met de gekozen cel-grootte.

Volgens ons model vinden we dan een theoretische voorspelling van de zuiverheid van 14 procent. Grotere cellen zijn misschien wenselijk, maar daar stelt zich het praktische probleem dat we toch wel een aantal cellen in elke grootheid wensen, willen we een afhankelijkheid in die grootheid daadwerkelijk beschouwen. De beperkte effectieve fase-ruimte waarover we beschikken en de relatief grote resolutie-spreiding in sommige grootheden maakt dat grotere cellen niet echt een optie zijn. Gezien de beperkte waarde van de totale zuiverheid kunnen we ons verwachten aan enige model afhankelijkheid van de migratie-correcties.

Het bereik in Q^2 wordt aan de onderkant begrensd omwille van 2 redenen. Ten eerste betekenen lagere Q^2 waarden ook lepton verstrooiingshoeken die aanleiding kunnen geven tot leptonen die in de driehoekige stapels van de BEMC terecht komen. Gezien deze gebeurtenissen geweerd worden uit het staal zou dit grote Monte Carlo correcties vereisen. Een tweede argument is dat het Monte Carlo staal zelf geen gebeurtenissen bevat die veel kleiner zijn, wat problemen zou opleveren indien we voor migraties doorheen de onder-grens van het kleinste Q^2 interval willen kunnen corrigeren. Aan de bovenzijde is Q^2 begrensd omwille van het feit dat bij hoge Q^2 geen kleine β waarden mogelijk zijn (tenzij men naar hoge M_X waarden gaat, waar geen statistiek aanwezig is).

Aan de onderzijde worden de x_P intervallen begrensd door kinematische eisen. Aan de bovenzijde is x_P begrensd tot 0.05. Dit omdat voor grotere waarden van x_P een overeenkomstige 'naieve jet' richting' (zie appendix I) aanleiding geeft tot een ruwe schatting van een minimale η_{\max} :

$$\eta_{QPM} = \frac{1}{2} \ln \left(x_B \left(\frac{1}{y_B} - 1 \right) \frac{E_p}{E_e} \right) \quad (4.31)$$

waarin E_e en E_p de respectievelijke lepton en proton bundel energieën zijn. Voor relatief kleine y_B kan men dat benaderen door:

$$\eta_{QPM} \approx \ln(x_B) + \frac{1}{2} \ln \frac{4E_p^2}{Q^2} \quad (4.32)$$

Nemen we een richt-waarde van Q^2 om en bij de 20 GeV^2 , dan moet x_B kleiner zijn dan 0.05 om een η_{QPM} te bekomen die aan onze snede van 3.2 rapidity eenheden voldoet. Voor grote β waarden is x_P vergelijkbaar met x_B , bijgevolg is dat een richt-waarde voor de bovengrens van het x_P interval. Een andere reden is dat het Monte Carlo model erg grote waarden van x_P niet goed beschrijft, omdat deze gebeurtenissen hoe langer hoe minder karakteristiek diffractief zijn naarmate x_P stijgt (men komt in het domein van de gewone diep in-elastische verstrooiing). De onder-grens van β waarden is bepaald door kinematische voorwaarden. De onmiddellijke omgeving van $\beta = 1$ wordt vermeden om het domein van de resonanties niet te betreden (die trouwens niet door het Monte Carlo model worden beschreven). De bovengrens aan het p_T interval wordt louter ten gevolge van gebrek aan statistiek op 4 GeV gesteld.

De uiteindelijke compartimentering die we voorstellen is de volgende:

- 4 cellen voor de grootheid Q^2 : 8.5 - 10.0 - 15.4 - 27.4 - 48.7 GeV^2
- 8 cellen voor de grootheid x_P : 0.0002 - 0.0004 - 0.0008 - 0.0016 - 0.0032 - 0.0063 - 0.013 - 0.025 - 0.05
- 5 cellen voor de grootheid β : 0.023 - 0.07 - 0.14 - 0.30 - 0.50 - 0.80
- 3 cellen voor de grootheid p_T : 0 - 0.8 - 1.7 - 4.0 GeV

De figuren 4.53 t.e.m. 4.64 (aan het einde van dit hoofdstuk) tonen de resoluties van de grootheden Q^2 , β , x_P en p_T , zoals verkregen met het RAPGAP Monte Carlo simulatie-model.

Over het algemeen zijn de cel-breedtes in Q^2 en x_P iets groter dan onze vooropgestelde 2σ . We hebben echter voldoende intervallen in die grootheden, vandaar dat we geopteerd hebben toch deze compartimentering (in overeenstemming met de $F_{2,p_T}^{D(3)}$ analyse) te behouden.

4.7.3 Van aantal gebeurtenissen naar $F_{2,p_T}^{D(3)}$.

In de vorige sectie hebben we beschreven hoe we de beschikbare fase-ruimte opdelen in cellen. De gegevens die aan onze selectie-criteria voldoen, worden volgens die partitionering aan de cellen toegekend (of worden verworpen).

In deze sectie beschrijven we in detail hoe we van die verzameling gebeurtenissen kunnen komen tot een schatting voor de structuurfunctie $F_{2,p_T}^{D(3)}$. Achtereenvolgens behandelen we:

- de Monte Carlo correctie voor detector en selectie-effecten.
- de berekening van het cel-volume als normalisatie.

- de omzetting van werkzame doorsnede in structuurfunctie.
- de celmidden-correcties.
- het niet toepassen van radiatieve correcties.

Berekening van de correctie-coëfficiënt.

We passen een cel-per-cel correctie toe door de verhouding te berekenen tussen het aantal gebeurtenissen die volgens de volledige (detector inbegrepen) RAPGAP Monte Carlo simulatie in een bepaalde cel voorkomen, en het aantal gebeurtenissen die volgens diezelfde simulatie, maar zonder detector-effecten of experimentele sneden in rekening te brengen, in diezelfde cel waren terecht gekomen.

Opdat een gebeurtenis zou meetellen voor er met detector-effecten rekening wordt gehouden, moeten volgende eisen voldaan zijn:

- $0.005 \leq y_B \leq 0.5$. We passen deze sneden toe omdat we ook bij het berekenen van de cel-volumes rekening houden met deze zelfde eisen, m.a.w. dit is eigenlijk een snede in de fase-ruimte. Het voordeel van het toepassen van deze snede is dat men het moeilijk te behandelen deel van de grote y_B waarden — waar radiatieve correcties op de werkzame doorsnede belangrijk worden — kan vermijden. Gezien deze snede kan vertaald worden als een beperking op de fase-ruimte, houdt ze geen wijziging van de definitie van de werkzame doorsnede in.
- $M_Y \leq 1.6 GeV$. Deze eis werd reeds eerder in de inleiding (hoofdstuk 1) besproken.
- $M_X \geq 3 GeV$. Net zoals de snede op y_B vertaalt een snede op M_X zich als een reductie van de cel-volumes, en net zoals bij y_B stelt deze snede gewoon een fase-ruimte beperking voor. Het voordeel hier is dat de snede toelaat om het gebied van de resonanties waar onze Monte Carlo simulatie niet geldig is, te vermijden. Net zoals met de y_B snede houdt deze eis geen wijziging van de definitie van de werkzame doorsnede in, maar slechts een begrenzing van de ruimte waar we die werkzame doorsnede bepalen.

De selectie toegepast op het Monte Carlo staal na volledige detector-simulatie is dezelfde als deze toegepast op de gegevens.

In appendix H wordt de berekening van de correctie-coëfficiënt in detail getoond, samen met de fout-berekening. In figuren 4.65, 4.66 en 4.67 worden de schattingen van de zuiverheden getoond voor onze keuze van compartimentering volgens het RAPGAP Monte Carlo model. In figuren 4.68, 4.69 en 4.70 worden de schattingen van de migratie-factoren¹⁴ getoond, en in figuren 4.71, 4.72 en 4.73 vindt men de totale correctie-factoren terug. Over het algemeen schommelen de cel-zuiverheden rond de 10 a 20 procent, in goede overeenkomst met de voorspelling van ons analytisch model. De totale correctie-factor schommelt vaak rond de 1, maar in sommige cellen (vooral bij hoge β , hoge p_T en hoge Q^2) hangen de correctie-factoren soms sterk van x_P af. Dat zal voor gevolg hebben dat het eind-resultaat van onze analyse (namelijk de intercept $\langle \alpha \rangle$) gevoelig zal zijn aan het precieze model dat gekozen werd voor de bepaling van deze correctie-coëfficiënt.

Berekening van de cel-volumes.

De cel-volumes zoals ze gedefinieerd zijn vormen een 4-dimensionale hyperbalk. Het volume zou dus normaal gegeven zijn door:

$$V_{\text{ideaal}} = \Delta_{Q^2} \Delta_{x_P} \Delta_{\beta} \Delta_{p_T} \quad (4.33)$$

Kinematische beperkingen, samen met fase ruimte sneden die zijn ingevoerd om diverse redenen, maken dat niet voor elke cel het volledige hyperbalk volume ook daadwerkelijk kan bestreken worden. De sneden waarmee men rekening moet houden bij de berekening van de cel-volumes zijn:

- $y_B \leq 0.5$
- $y_B \geq 0.005$
- $M_X \geq 3 GeV$

Deze betrekkingen leggen volgende condities op aan de grootheden in de cellen:

$$0.005 \leq \frac{Q^2}{x_P \beta s} \leq 0.5 \quad (4.34)$$

¹⁴Migratie-factor = verhouding van de gebeurtenissen die vanuit een ander gebied in de cel zijn gemigreerd, op het aantal gebeurtenissen die voor detector in die cel aanwezig waren.

en

$$3GeV \leq \frac{1-\beta}{\beta Q^2} \quad (4.35)$$

Monte Carlo integratie over het overblijvende toegelaten volume wordt gebruikt om uit te rekenen welke fractie van het originele balk-volume overblijft na invoering van bovenstaande fase-ruimte sneden.

Omzetting werkzame doorsnede in structuurfunctie..

Het verband tussen de werkzame doorsnede en de structuurfunctie is gegeven door:

$$F_{2,P_T}^{D(3)}(Q^2, \beta, x_P, p_T) = \frac{\beta Q^4}{4\pi\alpha_{EM}^2 \left(1 - y + \frac{y^2}{2}\right)} \frac{\partial^4 \sigma^D}{\partial \beta \partial x_P \partial Q^2 \partial p_T} \quad (4.36)$$

Om deze formule toe te passen op een staal gebeurtenissen zijn 2 technieken mogelijk: ofwel bepalen we eerst de geïntegreerde werkzame doorsnede per cel, en passen we dan een over de cel gewogen correctie-factor toe om de omrekening naar F_2 door te voeren, ofwel herwegen we elke individuele gebeurtenis met het gewicht waarmee die gebeurtenis bijdraagt tot F_2 . We hebben voor de laatste techniek gekozen. Elke gebeurtenis (zowel de gegevens als de Monte Carlo gesimuleerde gebeurtenissen) krijgt een gewicht:

$$W_F(\beta, x_P, Q^2) = \frac{\beta Q^4}{4\pi\alpha_{EM}^2 \left(1 - y + \frac{y^2}{2}\right)} \quad (4.37)$$

Cel-midden correcties voor de x_P afhankelijkheid

Het feit dat onze cellen een eindig volume hebben heeft natuurlijk tot gevolg dat de functie die we willen bemonsteren ($F_{2,P_T}^{D(3)}$) een zeker eindig verloop kent binnen 1 cel. Conventioneel wensen we uit deze schatting een waarde af te leiden voor $F_{2,P_T}^{D(3)}$ in het centrum van de cel. We willen bijgevolg een correctie doorvoeren die de geschatte waarde van de over de cel gewogen $F_{2,P_T}^{D(3)}$ herleidt tot de waarde van $F_{2,P_T}^{D(3)}$ in het midden van de cel. Deze louter conventionele herleiding kan niet zonder meer afgeleid worden uit de meetgegevens indien de resolutie op de grootheden zo is, dat er geen informatie beschikbaar is op een schaal die veel kleiner is dan de cel afmetingen.

Uit eerdere publikaties [Col97c, Meh96] blijkt dat de $F_{2,P_T}^{D(3)}$ afhankelijkheid van Q^2 en β relatief zwak is. Ook is er niet onmiddellijk een analytisch model beschikbaar dat zulke afhankelijkheid voorspelt. Bijgevolg voeren we geen cel-midden correctie door in Q^2 en β . We wensen ook geen correcties door te voeren in p_T . We willen enkel nagaan of er een onderscheid is tussen het verloop bij lage en hoge p_T waarden.

Er zijn redenen (zie hoofdstuk 1) om te verwachten dat de x_P afhankelijkheid zich als een x_P^ξ gedrag zal manifesteren. Aan de hand van een geschikte waarde voor ξ_0 (zoals voorgesteld door Donnachie en Landshoff [DL84a, DL84b]: $\xi_0 = 1.16$) berekenen we de celmidden correctie factor: weze $f(x)$ het analytische model, $[x_- - x_+]$ het beschouwde interval en x_0 het punt in hetwelke we de functie wensen te herleiden. De gemeten (over de cel geïntegreerde) waarde dient dan met een correctie-coëfficiënt C vermenigvuldigd te worden op volgende wijze:

$$C = \frac{f(x_0)(x_+ - x_-)}{\int_{x_-}^{x_+} f(x) dx} \quad (4.38)$$

Voor het specifiek geval waarbij de afhankelijkheid in x_P van de gedaante $1/x_P^\xi$ is, en waarbij de beschouwde cel balk-vormig is, kunnen we de integraal analytisch uitwerken. We vinden dan voor C :¹⁵

$$C = \frac{2^\xi (\xi - 1) \eta^{\xi-1} (\eta - 1)}{(1 + \eta)^\xi (\eta^{\xi-1} - 1)} \quad (4.40)$$

waarin:

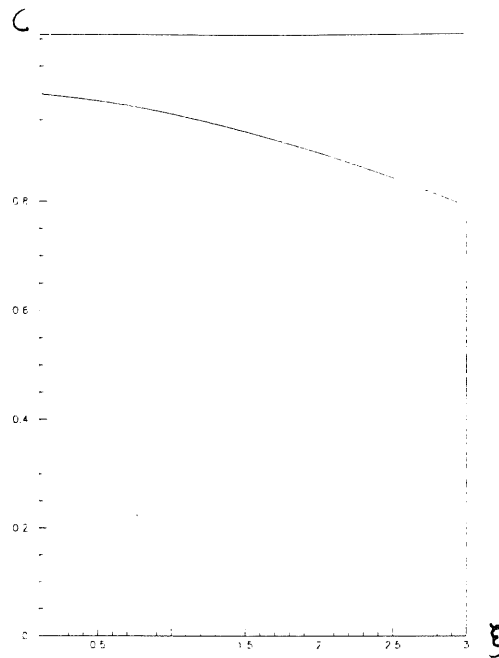
$$\eta = \frac{x_+}{x_-} \quad (4.41)$$

en

$$x_0 = \frac{x_+ + x_-}{2} \quad (4.42)$$

¹⁵Indien $\xi = 1$, dan:

$$C = \frac{2(\eta - 1)}{(\eta + 1) \ln(\eta)} \quad (4.39)$$



Figuur 4.33: Verloop van de analytisch berekende cel midden correctie factor in functie van de exponent ξ (horizontale as).

Deze correctie-coëfficiënten hangen enkel van de *verhouding* van de cel-grenzen in x_P en niet van hun absolute waarden. Dat heeft het grote voordeel dat indien x_P een logaritmische interval-verdeling heeft (zoals in onze analyse het geval is), elke cel dezelfde correctie-coëfficiënt krijgt, zodat het enige effect van de celmidden-correcties een globale schaal-verandering is. In figuur 4.33 wordt voor $x_+/x_- = 2$ (de in onze analyse toegepaste waarde) de correctie-coëfficiënt C uitgezet tegen de keuze van de exponent ξ . C ligt slechts enkele procenten onder 1 en is niet sterk afhankelijk van de precieze keuze van ξ .

In de praktijk kunnen we de correctie-coëfficiënten niet steeds op analytische wijze uitrekenen omdat er geïntegreerd moet worden over niet-balkvormige cellen ten gevolge van de eerder besproken sneden (sneden op M_X en y_B). Voor deze cellen werd de bovenstaande correctie-coëfficiënt via Monte Carlo integratie uitgerekend. In die gevallen is coëfficiënt wel afhankelijk van de grens-waarden. De celmidden correctie bedraagt in alle cellen ten hoogste enkele procenten.

Radiatieve correcties.

Zoals reeds vroeger (sectie 4.4.2) aangegeven, hebben radiatieve effecten een klein effect op de te meten structuurfunctie. Enkel de grootste y_B waarden die beschouwd worden zijn wat gevoelig aan dit effect. Voor een gegeven β en Q^2 interval zijn de grootste y_B waarden te vinden in het interval met kleinste x_P :

$$x_P = \frac{Q^2}{\beta y_B s} \quad (4.43)$$

De x_P intervallen zijn logaritmisch verdeeld, zodat $\frac{x_P^+}{x_P^-} \approx 2$. Dat wil zeggen dat de verwachte variabiliteit van y_B over de beschouwde cel ook van de orde van een factor 2 is, m.a.w. in het slechtste geval: $0.25 \leq y_B \leq 0.5$. Uit een afschatting (zie 4.4.2) van de grootte-orde van de radiatieve correcties (voor initiële en eind-toestand straling) met behulp van een Monte Carlo simulatie vinden we voor dit geval een correctie-factor die gelijk is aan 0.974. We houden met dit effect verder geen rekening, gezien het verwaarloosbaar zal blijken te zijn ten opzichte van andere fout bijdragen (bijvoorbeeld statistische fluctuaties). Hierbij werd wel de fout gemaakt dat we nooit de interferentie-term tussen het Born diagramma en de vertex correctie hebben in rekening gebracht. Gezien deze term een storingsterm is van dezelfde orde als initiële en eind-toestand straling maken we de veronderstelling dat zijn bijdrage van dezelfde grootte orde is en dus verwaarloosbaar.

4.7.4 De meet-resultaten.

Uiteindelijk bekomen we de schattingen van De structuurfunctie $F_{2,p_T}^{D(3)}$ met arbitraire normalisatie is weergegeven als functie van x_P voor verschillende intervallen van Q^2 , β en p_T in de figuren 4.34, 4.35 en 4.36. De lijnen die men op vele van de histogrammen waarneemt, zijn de resultaten van de enkelvoudige identificatie-procedure

die hierna besproken wordt. Het feit dat er in sommige grafieken geen regressie werd doorgevoerd wordt daar trouwens ook in detail besproken. Wat in het algemeen opvalt is dat de meetpunten in de meeste gevallen toch vrij goed op een rechte lijn liggen in functie van x_P . Gezien de log-log schaal komt dat overeen met een x_P^ξ gedrag, zoals voorspeld door Regge theorie. Op fluctuaties na kan men trouwens in de meeste grafieken geen systematische afwijkingen van een rechte lijn waarnemen.

Deze meetpunten zullen in de volgende sectie het uitgangspunt vormen van de extractie van de effectieve intercept, zoals werd uiteengezet aan het begin van dit hoofdstuk in sectie 4.1.

4.8 Extractie van de effectieve intercept

In het begin van dit hoofdstuk (zie 4.1) werd uiteengezet dat de uiteindelijke bedoeling van onze analyse de extractie was van $\langle \alpha \rangle$, of equivalent ξ , gegeven door volgende betrekking:

$$F_{2,p_T}^{D(3)} = x_P^{\xi(\beta, p_T, (Q^2))} \cdot A(\beta, p_T, Q^2) \quad (4.44)$$

met

$$\xi = 1 - 2 \cdot \langle \alpha \rangle \quad (4.45)$$

We gebruiken in het vervolg soms ook de notatie n .

$$n = -\xi = 2 \cdot \langle \alpha \rangle - 1 \quad (4.46)$$

4.8.1 Methode

In de volgende secties wordt de extractie van ξ in detail besproken. We gebruiken 2 technieken: de *enkelvoudige identificatie* en de *Q^2 -geïntegreerde identificatie*.

In de enkelvoudige identificatie beschouwen we de cellen die horen bij een vaste β , Q^2 en p_T , en bepalen we een ξ voor elk van die gevallen (door de waarden in de verschillende cellen in x_P te gebruiken). We bekommen aldus een ξ die functie is van β , Q^2 en p_T .

In de Q^2 -geïntegreerde identificatie beschouwen we alle cellen die horen bij een vaste β en p_T . We extraheren de beste ξ die hoort bij deze cellen (nu niet alleen cellen voor verschillende x_P maar ook verschillende Q^2). In dit geval bekommen we een ξ die enkel functie is van β en p_T . De bijhorende extractie van \bar{F}_2 wordt mee besproken.

Het essentiële verschil tussen beide methoden is natuurlijk het feit dat het model in het eerste geval (enkelvoudige identificatie) een expliciete afhankelijkheid van ξ van Q^2 toestaat, terwijl dat in het andere geval (Q^2 -geïntegreerde identificatie) niet is toegelaten. Indien deze extra vrijheid niet daadwerkelijk aanwezig is in de gegevens, levert de eerste methode minder nauwkeurige resultaten op. Indien deze extra vrijheid *wel* significant aanwezig is in de gegevens, dan zal de tweede methode een systematische model-fout introduceren.

De gepresenteerde aanpak is de volgende: eerst wordt de enkelvoudige identificatie toegepast. Hieruit wordt de afhankelijkheid van ξ van Q^2 bestudeerd. Het zal blijken dat deze afhankelijkheid niet significant is. In dat geval is het beter de vrijheid van het model te reduceren tot de Q^2 -geïntegreerde identificatie, die dan ook wordt toegepast.

Enkelvoudige identificatie

Gezien we met een cartesisch cellen-rooster werken, is het mogelijk om voor een vaste keuze voor β , p_T en Q^2 intervallen, een rij cellen te beschouwen die overeen komen met intervallen in x_P . Voor die gegeven waarde van β , p_T en Q^2 voeren we een kwaliteitsselectie door op de rij cellen. Deze selectie bepaalt enerzijds welke cellen zullen meedoen met in de identificatie, en anderzijds of er voor deze waarden van β , p_T en Q^2 wel een identificatie wordt doorgevoerd.

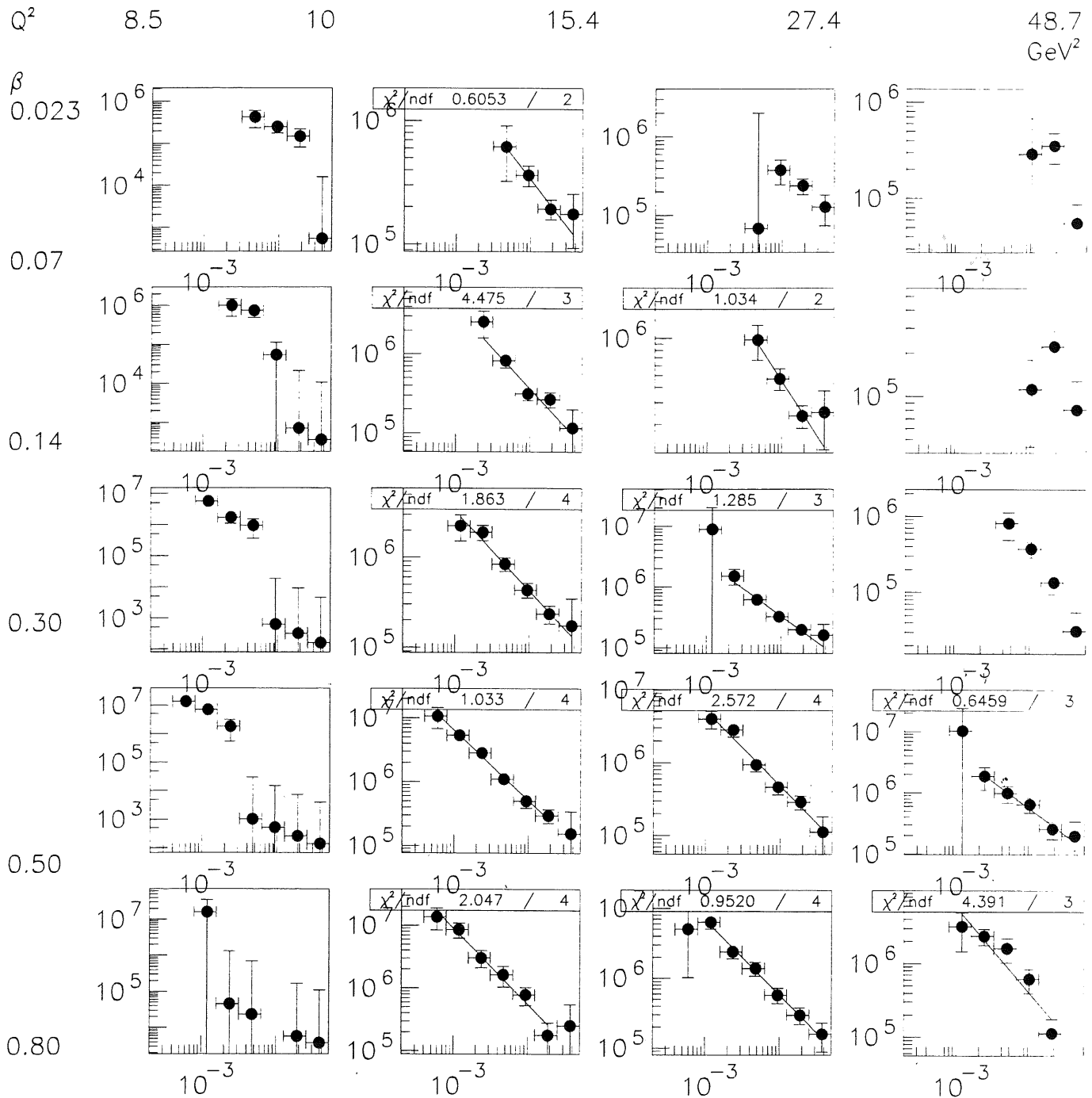
We stellen ons nu in een wel-bepaald interval van β : $[\beta_-, \beta_+]$, Q^2 : $[Q_-^2, Q_+^2]$, en p_T . Ten gevolge van de fase-ruimte sneden $0.005 \leq y_B \leq 0.5$ is x_P gelegen tussen:

$$x_P^{+, \text{fid}} = \frac{Q_+^2}{\beta_- y_B^{\min s}} \quad (4.47)$$

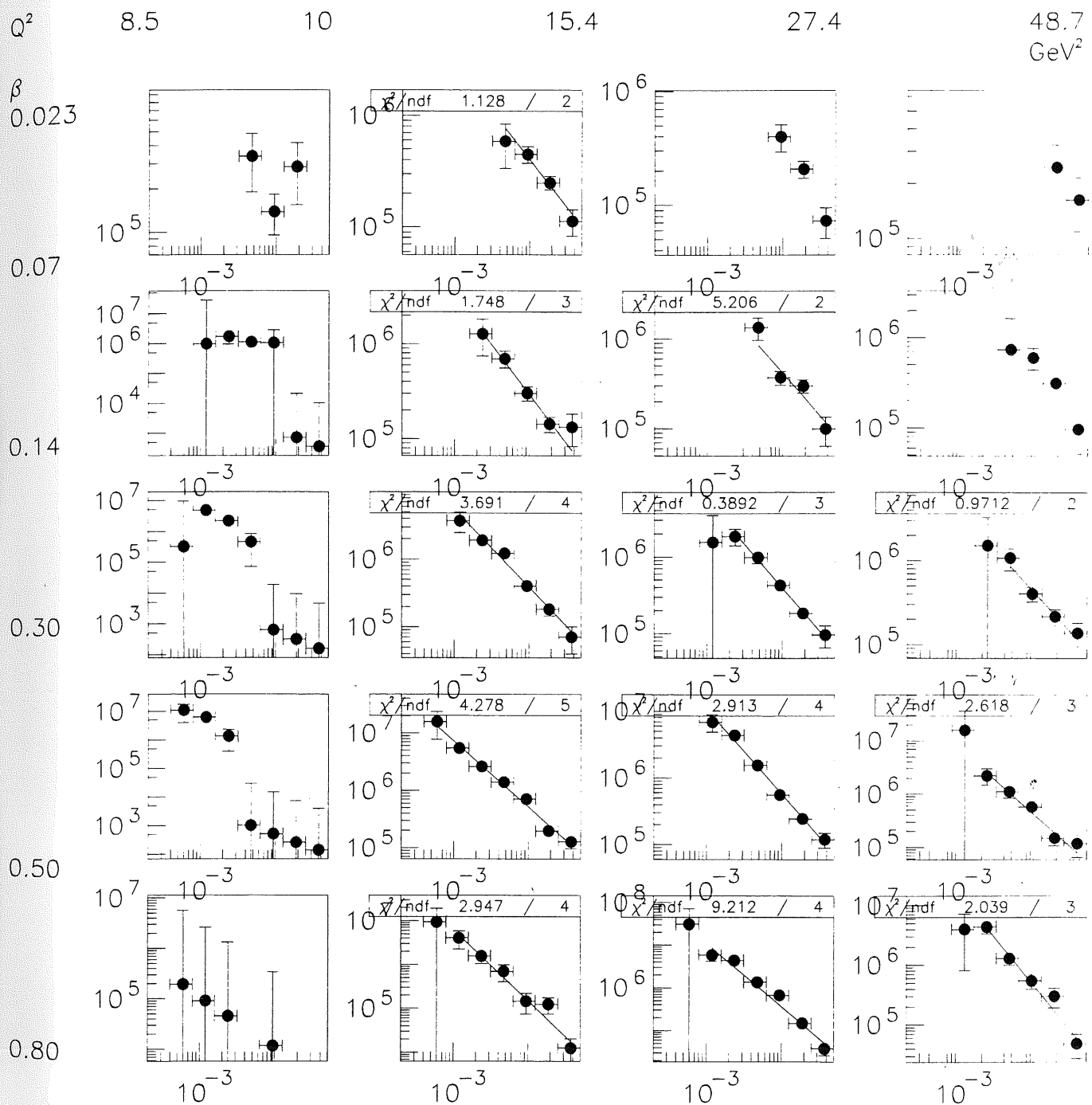
$$x_P^{-, \text{fid}} = \frac{Q_-^2}{\beta_+ y_B^{\max s}} \quad (4.48)$$

We eisen nu:

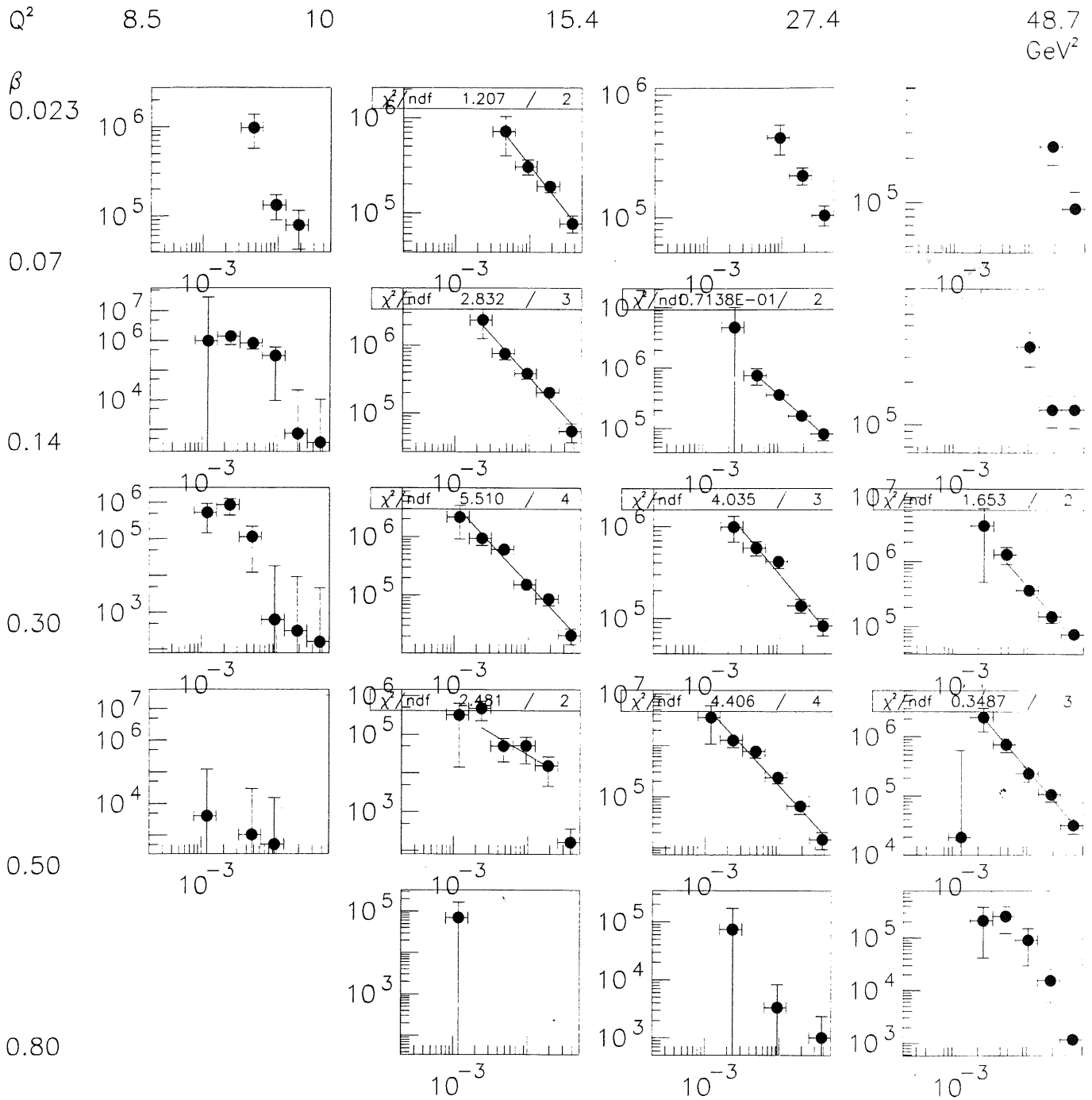
$$x_P^{-, \text{fid}} \leq \frac{x_P^{-, \text{cel}} + x_P^{+, \text{cel}}}{2} \leq x_P^{+, \text{fid}} \quad (4.49)$$



Figuur 4.34: Schatting van $F_{2,p_T}^{D(3)}$, eerste p_T interval. De rijen komen overeen met β - intervallen, van boven naar beneden: 0.023 - 0.07 - 0.14 - 0.30 - 0.50 - 0.80. De kolommen komen overeen met Q^2 intervallen: van links naar rechts: 8.5 - 10.0 - 15.4 - 27.4 - 48.7 GeV^2 . Op de horizontale as van de grafieken is x_p uitgezet. Verticaal is $F_{2,p_T}^{D(3)}$ voorgesteld.



Figuur 4.35: Schatting van $F_{2,p_T}^{D(3)}$, tweede p_T interval. De rijen komen overeen met β -intervallen, van boven naar beneden: 0.023 - 0.07 - 0.14 - 0.30 - 0.50 - 0.80. De kolommen komen overeen met Q^2 intervallen: van links naar rechts: 8.5 - 10.0 - 15.4 - 27.4 - 48.7 GeV^2 . Op de horizontale as van de grafieken is x_p uitgezet. Verticaal is $F_{2,p_T}^{D(3)}$ voorgesteld.



Figuur 4.36: Schatting van $F_{2,pT}^{D(3)}$, derde p_T interval. De rijen komen overeen met β - intervallen, van boven naar beneden: 0.023 - 0.07 - 0.14 - 0.30 - 0.50 - 0.80. De kolommen komen overeen met Q^2 intervallen: van links naar rechts: 8.5 - 10.0 - 15.4 - 27.4 - 48.7 GeV^2 . Op de horizontale as van de grafieken is x_p uitgezet. Verticaal is $F_{2,pT}^{D(3)}$ voorgesteld.

omdat we willen dat de correctie voor het celmidden een interpolatie is, geen extrapolatie. Bovendien belet de eis dat we een te klein stukje fase-ruimte zouden gaan beschouwen. Een tweede 'statistische' eis wordt gesteld aan een cel:

- de (gecorrigeerde) schatting van $F_{2,p_T}^{D(3)}$ niet nul is en er voldoende statistiek aanwezig was in de Monte Carlo simulatie om de zuiverheid en migratie-coëfficiënt te kunnen uitrekenen.
- het aantal echte gebeurtenissen in de cel minstens 2 is.

Uit deze rij cellen kiezen we nu de langste deel-rij *aaneensluitende* cellen. De cellen van deze langste rij zijn deze die potentieel in aanmerking komen voor de enkelvoudige identificatie. Indien deze langste rij tenminste 3 cellen omvat, wordt effectief overgegaan tot een enkelvoudige identificatie.

Met behulp van het pakket MINUIT [Jam94] wordt een parameter-identificatie doorgevoerd op de schattingen van $F_{2,p_T}^{D(3)}$ in de cellen die werden geselecteerd volgens het bovenstaande schema. Het geïdentificeerde model is:

$$f(x) = A \cdot x^B = \exp(A' + \log(x) \cdot B) \quad (4.50)$$

waarbij x het midden is van een beschouwd x_P interval en $f(x)$ de voorspelling is van $F_{2,p_T}^{D(3)}$ op die plaats. Om initiële waarden voor A' en B te bekomen wordt het stelsel opgelost dat $f(x)$ precies door de schattingen van $F_{2,p_T}^{D(3)}$ in de twee uiterste nog beschouwde intervallen van x_P laat lopen:

$$B_0 = \frac{\log\left(\frac{F^+}{F^-}\right)}{\log\left(\frac{x^+}{x^-}\right)} \quad (4.51)$$

$$A'_0 = \log(F^-) - B_0 \log(x^-) \quad (4.52)$$

Waarin A'_0 en B_0 respectievelijk de begin-waarden zijn voor A' en B , x^+ en x^- de middelpunten zijn van het hoogste en laagste x interval dat beschouwd wordt en F^+ en F^- de bijhorende schattingen van $F_{2,p_T}^{D(3)}$ zijn. De eisen gesteld aan de toegelaten intervallen maken dat deze begin-waarden steeds zinvol kunnen uitgerekend worden: $x^+ > x^- > 0$, $F^+ > 0$ en $F^- > 0$.

De schatters voor A' en B zijn van het gewogen kleinste kwadraten type. De gewichten worden bepaald uit de berekende statistische fouten op de schattingen van $F_{2,p_T}^{D(3)}$. Het feit dat we een kleinste kwadraten schatter gebruiken verrechtvaardigt mee onze eis op een minimum aan statistiek (nl. 2 gebeurtenissen). De eerder gecompliceerde structuur van de kans-distributie van een schatting van $F_{2,p_T}^{D(3)}$ maakt dat het niet praktisch is om over te gaan op een schatter met grootste waarschijnlijkheid (MLE). Gezien er minstens 3 meetpunten zijn voor die rijen cellen waar wordt overgegaan tot een daadwerkelijke identificatie, en slechts 2 vrije parameters, is het stelsel steeds over-gedetermineerd. Dat levert steeds een schatting op voor A en voor B m.a.w. ' $A(\beta, Q^2, p_T)$ ' en de effectieve Regge intercept $\xi(\beta, Q^2, p_T)$.

Ter controle hebben we deze analyse ook doorgevoerd waarbij geïntegreerd werd over p_T , wat de studie herleidt tot die van $F_2^{D(3)}$, zodat we een vergelijkingspunt hebben met een reeds uitgevoerde analyse [Col97c, Meh96]. In figuren 4.37 en 4.38 vinden we de resultaten voor $\xi(\beta, Q^2, (p_T))$. In figuur 4.37 vinden we ξ zoals bepaald uit de enkelvoudige identificatie-procedure, waarbij over p_T werd geïntegreerd. Zoals men kan waarnemen zijn er geen resultaten beschikbaar in het laagste Q^2 interval (grafiek (a)). Het integreren over p_T laat ons toe onze resultaten te vergelijken met de resultaten die bekomen waren in de $F_2^{D(3)}$ analyse [Col97c, Meh96]. De resultaten hiervan die de factorisatieschending in functie van β aantoonde, worden hier gereproduceerd.

In figuur 4.38 worden de eigenlijke resultaten voor ξ Merk op dat er geen significante afhankelijkheid in Q^2 te bemerken valt. Dat rechtvaardigt het toepassen van het model van de Q^2 geïntegreerde identificatie.

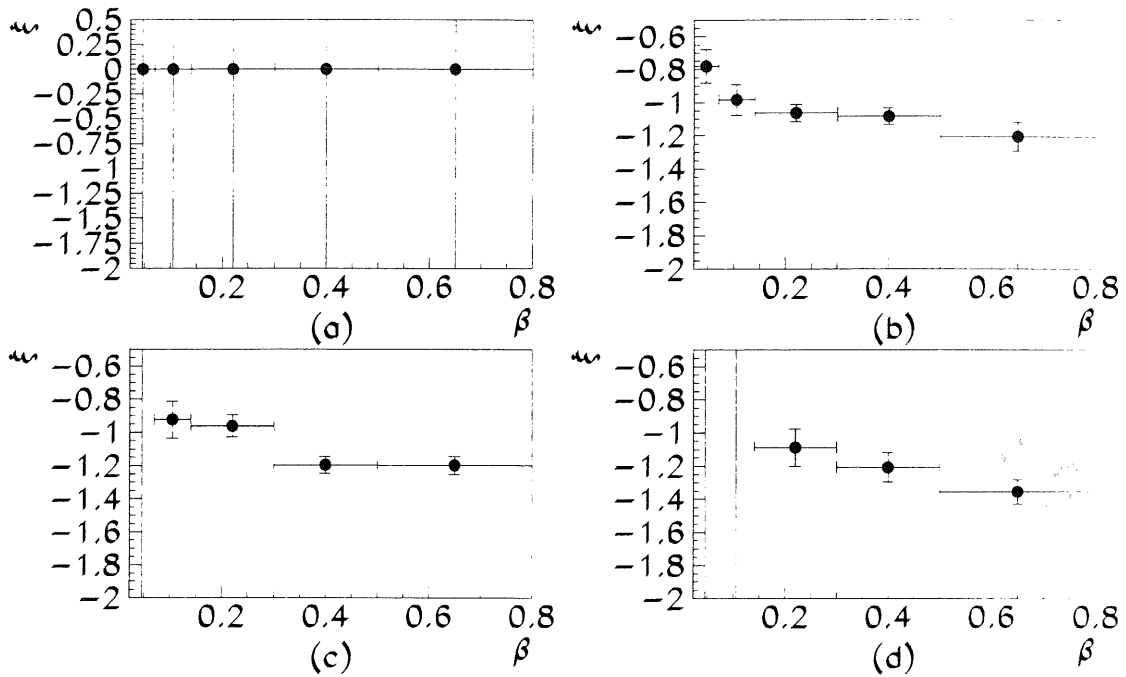
$\tilde{F}_{2,p_T}^D(\beta, Q^2, p_T)$ en de enkelvoudige identificatie-procedure.

Eens ξ bepaald, (en bijgevolg ook A uit vergelijking 4.44), kan

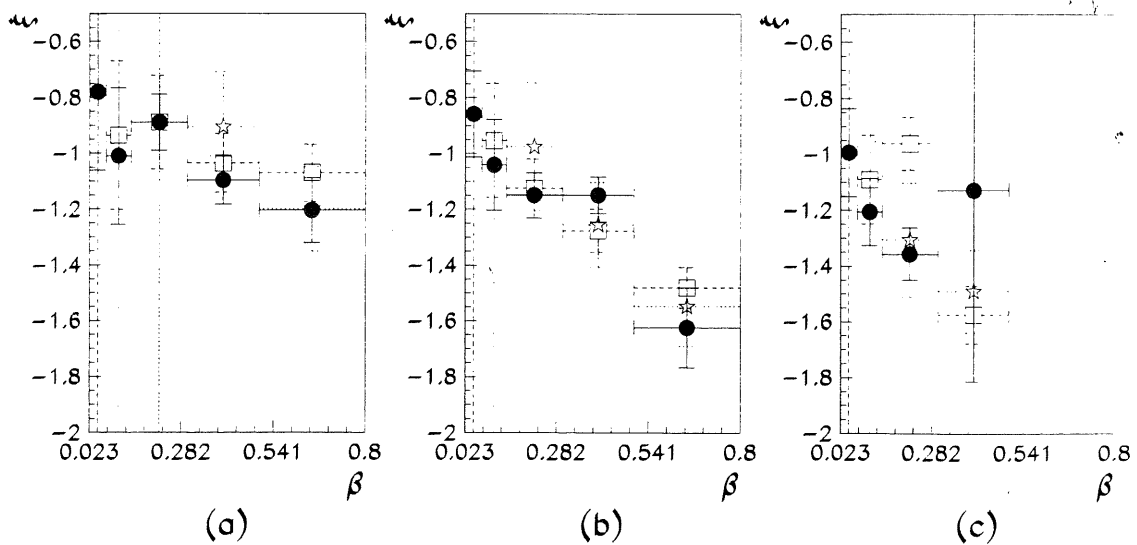
$$\tilde{F}_{2,p_T}^D(\beta, Q^2, p_T) = \int_{x_L}^{x_H} F_{2,p_T}^{D(3)} dx_P \quad (4.53)$$

berekend worden, of:

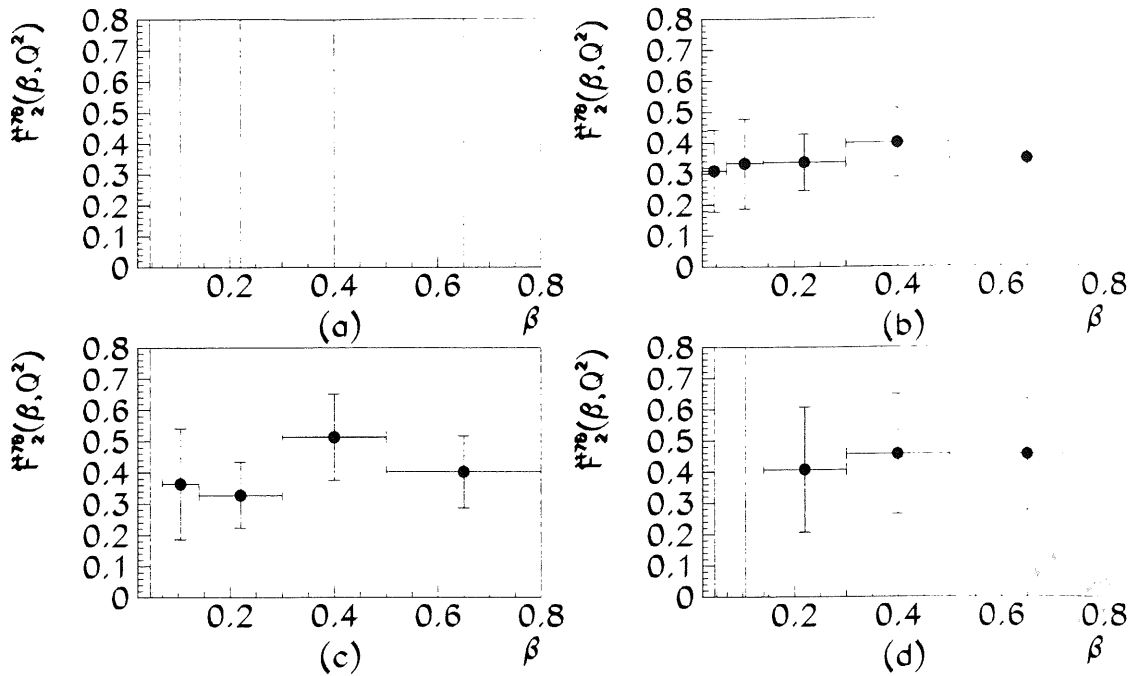
$$\tilde{F}_{2,p_T}^D(\beta, Q^2, p_T) = A(\beta, p_T, Q^2) \left[\frac{(x_H)^{\xi+1} - (x_L)^{\xi+1}}{\xi + 1} \right] \quad (4.54)$$



Figuur 4.37: Resultaat voor ξ , enkelvoudige identificatie-procedure, p_T geïntegreerd, voor 4 verschillende Q^2 intervallen: (a) $8.5 - 10.0 \text{ GeV}^2$ (b) $10.0 - 15.4 \text{ GeV}^2$ (c) $15.4 - 27.4 \text{ GeV}^2$ (d) $27.4 - 48.7 \text{ GeV}^2$. Horizontale as = β



Figuur 4.38: ξ , enkelvoudige identificatie-procedure voor de 3 hoogste Q^2 intervallen (overlappende grafieken) voor de 3 beschouwde p_T cellen: (a) $0 - 0.8 \text{ GeV}$ (b) $0.8 - 1.7 \text{ GeV}$ (c) $1.7 - 4 \text{ GeV}$. Horizontale as = β . De zwarte bolletjes Q^2 in $10.0 - 15.4 \text{ GeV}^2$, de open vierkantjes: Q^2 in $15.4 - 27.4 \text{ GeV}^2$ en de open sterretjes: Q^2 in $27.4 - 48.7 \text{ GeV}^2$.



Figuur 4.39: Resultaat voor $\tilde{F}_2^D(\beta, Q^2)$, enkelvoudige identificatie-procedure over p_T geïntegreerd, 4 verschillende Q^2 intervallen: (a) 8.5 - 10.0 GeV^2 (b) 10.0 - 15.4 GeV^2 (c) 15.4 - 27.4 GeV^2 (d) 27.4 - 48.7 GeV^2 . Horizontale as = β

als ξ niet gelijk is aan -1, zo niet:

$$\tilde{F}_{2,p_T}^D(\beta, Q^2, p_T) = A(\beta, p_T, Q^2) \ln \left[\frac{x_H}{x_L} \right] \quad (4.55)$$

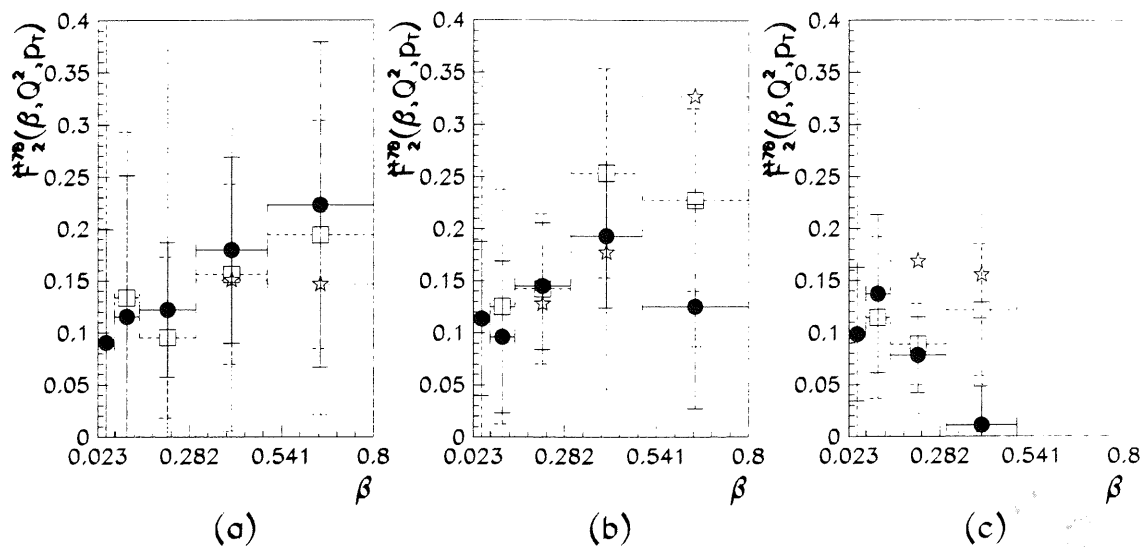
De 'normalisatie' van $\tilde{F}_{2,p_T}^D(\beta, Q^2, p_T)$ is volledig arbitrair want gedomineerd door de keuze van x_L (voor het ideale geval waarin $x_L = 0$ divergeert de integraal). Om overeenkomst te bekomen met eerdere studies van $\tilde{F}_2^D(\beta, Q^2)$ kiezen we dezelfde integratie-grenzen: $x_L = 3 \cdot 10^{-4}$ en $x_H = 0.05$.

In figuren 4.39 en 4.40 vinden we de schattingen van $\tilde{F}_{2,p_T}^D(\beta, Q^2, p_T)$ via deze enkelvoudige identificatie, op een arbitraire normalisatie na. In figuur 4.39 werd over p_T geïntegreerd, zodat we weerom kunnen vergelijken met de resultaten van [Col97c]. In die studie werden geen significante afhankelijkheden in Q^2 en β van $\tilde{F}_2^D(\beta, Q^2)$ gevonden, iets wat onze resultaten hier bevestigen.

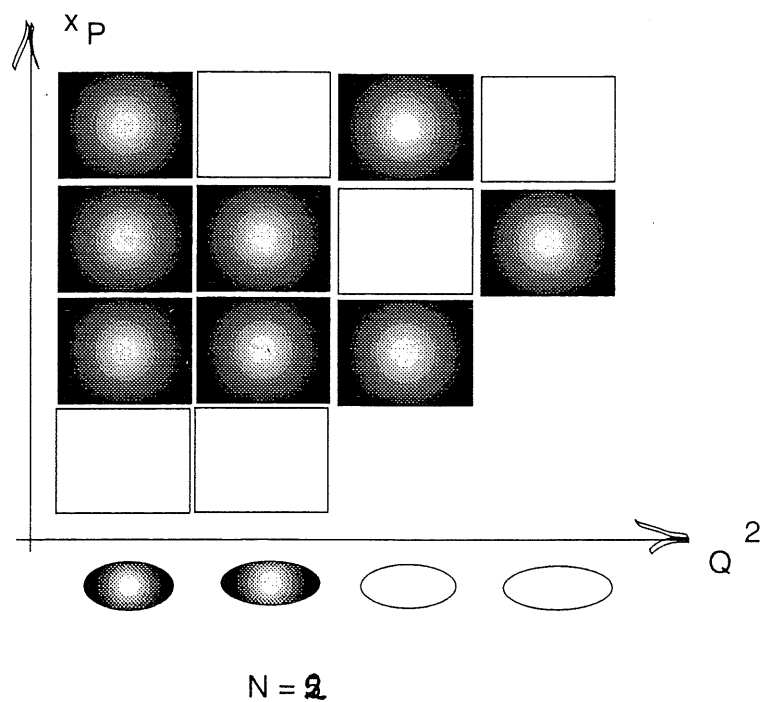
Figuur 4.40 geeft de resultaten voor $\tilde{F}_{2,p_T}^D(\beta, Q^2, p_T)$ (dus in functie van p_T) van onze analyse in functie van β weer. De 3 verschillende grafieken (a), (b) en (c) komen overeen met de 3 p_T intervallen: (a): 0 - 0.8 GeV ; (b): 0.8 - 1.7 GeV en (c): 1.7 - 4 GeV . Per grafiek zijn 3 verschillende reeksen meetpunten voorgesteld. Die komen telkens overeen met de 3 hoogste Q^2 intervallen (het laagste interval heeft geen bruikbare resultaten). De zwarte bolletjes duiden het interval 10.0 - 15.4 GeV^2 aan, de open vierkantjes komen overeen met 15.4 - 27.4 GeV^2 en de open sterretjes hebben Q^2 in het interval 27.4 - 48.7 GeV^2 . De statistische fouten zijn te groot om enige tendens significant te kunnen onderscheiden.

Q^2 - geïntegreerde identificatie.

Uit figuur 4.38 kan men besluiten dat ξ geen functie is (op statistisch significante wijze) van Q^2 . Het is bijgevolg gerechtvaardigd om over te gaan op de Q^2 - geïntegreerde identificatie die het voordeel heeft tot een aanzienlijk kleinere statistische fout op ξ te leiden. Bij deze methoden beschouwen we de verschillende cellen die bij eenzelfde stel van p_T en β intervallen behoren. Bij zo een stel van een p_T interval en een β interval horen meerdere cellen, horende bij verschillende intervallen van Q^2 en van x_P . De selectie van cellen die potentieel opgenomen worden in de identificatie procedure is grotendeels gelijk-lopend met de selectie die werd gebruikt bij de enkelvoudige identificatie. Het verschil zit hierin: per Q^2 interval volstaat het dat de langste rij opeenvolgende cellen in x_P die aan de selectie-voorwaarden voldoen minstens 2 cellen bevat (bij de enkelvoudige identificatie waren dat er 3). Aan een Q^2 -interval is op deze wijze een rij opeenvolgende cellen in x_P geassocieerd, ofwel wordt het Q^2 -interval verworpen. Stel dat we N Q^2 -intervallen overhouden op deze manier. We tellen hoeveel individuele cellen (Q^2 en x_P intervallen) er meedoen. We eisen dat er minstens 4 cellen meer zijn dan N . Dat maakt dat de identificatie minstens 3 vrijheidsgraden heeft: we hebben immers 1 parameter per geaccepteerd Q^2 interval (de normalisatie-constante), en nog 1 parameter (ξ) voor het geheel. De selectie-methode wordt geïllustreerd in



Figuur 4.40: Resultaat voor $\tilde{F}_{2,p_T}^D(\beta, Q^2, p_T)$, enkelvoudige identificatie-procedure, 3 hoogste Q^2 intervallen (overlappende grafieken), 3 p_T intervallen: (a) 0 - 0.8 GeV (b) 0.8 - 1.7 GeV (c) 1.7 - 4 GeV. Horizontale as = β .



Figuur 4.41: Selectie-procedure die toegepast wordt in de Q^2 - geïntegreerde identificatie. De gevulde rechthoeken zijn cellen die aan de eisen voldoen. De gevulde ovals stellen Q^2 -intervallen voor die aan de eisen voldoen.

figuur 4.41. Indien aan deze conditie niet is voldaan dan passen we de identificatie procedure niet toe voor die keuze van β en p_T interval omdat we het weinig significant achten een identificatie door te voeren op een stelsel waarin er bijna evenveel vrije parameters als meetpunten zijn.

Indien wel aan bovenstaande eisen is voldaan dan gaan we over tot identificatie met volgende functie:

$$f_j(x) = A'_j \cdot x^B = \exp(A_j + \log(x) \cdot B) \quad (4.56)$$

Hierin vervult j de rol van index die over de Q^2 intervallen loopt die aanvaard werden. Merk op dat B niet afhankelijk is van j terwijl A_j een nieuwe parameter voorstelt voor elke waarde van j .

De berekening van de initiële waarden van de parameters A_j en B gebeurt op de volgende wijze¹⁶. Eerst en vooral willen we een benaderde waarde voor A en B voor elk deelnemend Q^2 interval. We zullen deze benaderde waarden a_j en b_j noemen. Indien we voor dat specifieke interval een enkelvoudige parameter identificatie hadden doorgevoerd, dan kiezen we als a_j en b_j de A en B die uit deze identificatie-procedure is voortgevloeid. Er zijn ook Q^2 intervallen mogelijk die niet hebben deelgenomen aan de enkelvoudige identificatie en toch meedoen aan de geïntegreerde identificatie¹⁷. Voor deze intervallen berekenen we schattingen van a_j en b_j op dezelfde wijze als we A_0 en B_0 hadden berekend voor het geval van de enkelvoudige identificatie. De condities op de cellen die mee opgenomen worden in de identificatie-procedure zijn nog steeds van dien aard dat deze berekeningen geen problemen stellen. Uiteindelijk resulteert dit in een beschikbare a_j en b_j voor elk opgenomen Q^2 interval. Vervolgens gebruiken we de gemiddelde intercept (gemiddeld over de N b_i) b_0 als beginwaarde voor de gemeenschappelijke intercept: $B_0 = b_0$. We passen bovendien de schattingen van A_j aan aan deze wijziging van intercept van b_j naar B_0 per Q^2 interval:

$$\tilde{A}_j^0 = a_j + \ln(x_{\mu,j}^{b_j - B_0}) \quad (4.57)$$

waarin $x_{\mu,j}$ het geometrische midden is van het bereik in x_P van het Q^2 interval met index j . Deze correctie heeft voor effect dat de wijziging van de intercept de functie f nog steeds door hetzelfde punt laat gaan in $x_{\mu,j}$, in het midden van een opgemeten interval, eerder dan in $x = 1$, waar geen meetpunten aanwezig zijn.

Net zoals bij de enkelvoudige identificatie werd ook hier een gewogen kleinste kwadraten schatter gebruikt voor A_j en B . Na convergentie van het iteratieve algoritme beschikt men aldus over schattingen voor de parameters A_j en B samen met de bijhorende statistisch verwachte fouten.

In figuur 4.42 vindt men de schatting van ξ volgens de Q^2 -geïntegreerde methode. ξ is nu enkel nog maar functie van β en p_T . In grafiek (a) wordt ξ uitgezet in functie van β voor de 3 beschouwde p_T -intervallen: In grafiek (b) werd over p_T geïntegreerd. Dit resultaat is in overeenstemming met de in [Meh96] gevonden factorisatieschending van de flux-factor in functie van β . De resultaten gepresenteerd in 4.42 (a) stellen de gezochte functie $\xi(\beta, p_T)$ voor. Deze resultaten zullen het uitgangspunt vormen van een verder onderzoek, zie sectie 4.8.4.

$\tilde{F}_{2,p_T}^D(\beta, Q^2, p_T)$ en de Q^2 -geïntegreerde identificatie-procedure.

Net zoals in het geval van de enkelvoudige identificatie (sectie 4.8.1) is het mogelijk om de bijhorende schatting van $\tilde{F}_{2,p_T}^D(\beta, Q^2, p_T)$ te berekenen.

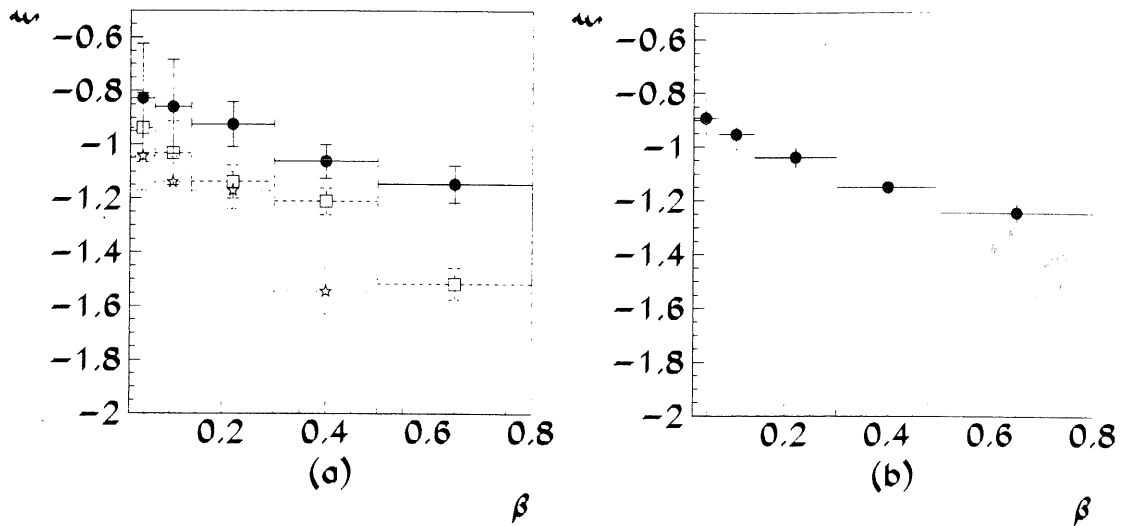
Figuren 4.43 en 4.44 tonen de schattingen van de $\tilde{F}_2^D(\beta, Q^2)$ (waarbij over p_T werd geïntegreerd) en $\tilde{F}_{2,p_T}^D(\beta, Q^2, p_T)$ die volgen uit de Q^2 -geïntegreerde identificatie-procedure. Net zoals het geval was bij de enkelvoudige identificatie-procedure is de normalisatie van \tilde{F} willekeurig. Indien men de Q^2 -geïntegreerde resultaten van de figuren 4.43 en 4.44 vergelijkt met dezelfde resultaten bekomen via de enkelvoudige identificatie (figuren 4.39 en 4.40) dan merkt men dat de twee technieken compatiebele resultaten opleveren, maar dat de statistische nauwkeurigheid van de geïntegreerde methode aanzienlijk beter is, wat bijvoorbeeld te zien is aan het feit dat er nu *wel* resultaten ter beschikking zijn voor het laagste Q^2 -interval (8.5 - 10.0 GeV^2) voor het geval van de p_T -geïntegreerde analyse.

De resultaten voor $\tilde{F}_2^D(\beta, Q^2)$ (over p_T geïntegreerd — figuur 4.43) zijn in overeenstemming met de analyse van deze grootheid [Col97c, Meh96] die reeds werd uitgevoerd: geen significante afhankelijkheid¹⁸ van β of Q^2 wordt vastgesteld. Dat is tevens een verrechtvaardiging van onze beslissing om geen celmidden-correctie door te willen voeren in de grootheden β en Q^2 .

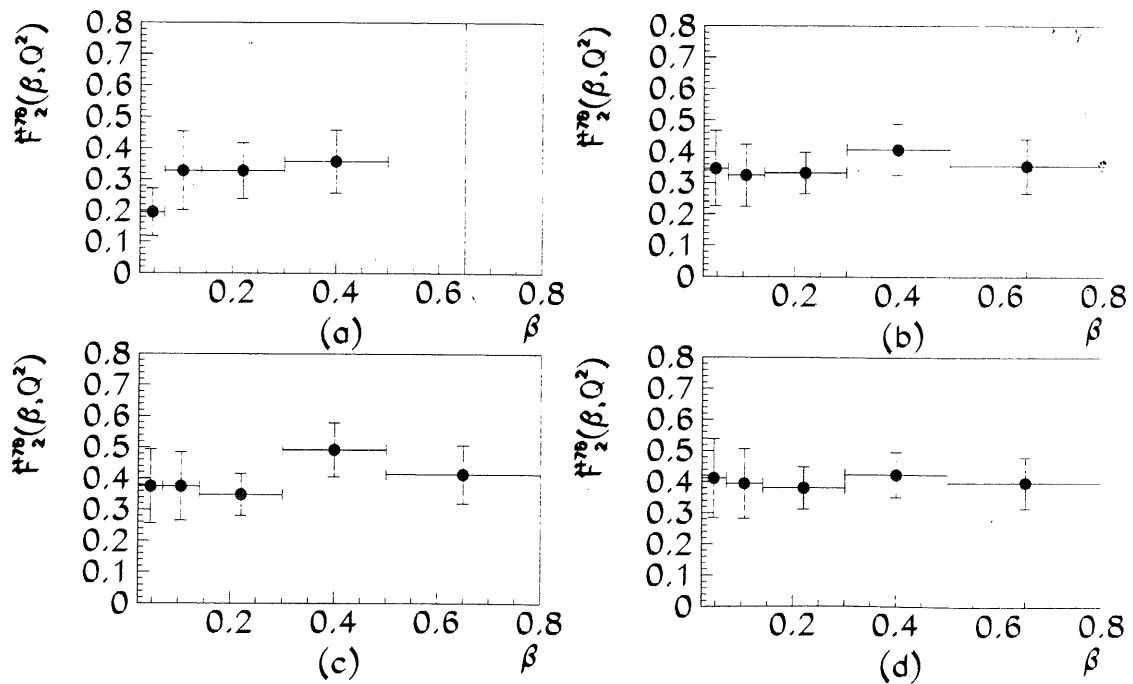
¹⁶De geschetste procedure lijkt relatief ingewikkeld om de begin-waarden van een numerieke iteratie-procedure vast te leggen, maar ze is het gevolg van genoodzaakte opeenvolgende verbeteringen om het MINUIT 'MIGRAD' algoritme tot een goede oplossing te laten convergeren

¹⁷Dat is mogelijk omdat we slechts 2 geldige meetpunten eisen in deze procedure, terwijl er 3 opeenvolgende geldige meetpunten dienden aanwezig te zijn bij de enkelvoudige identificatie

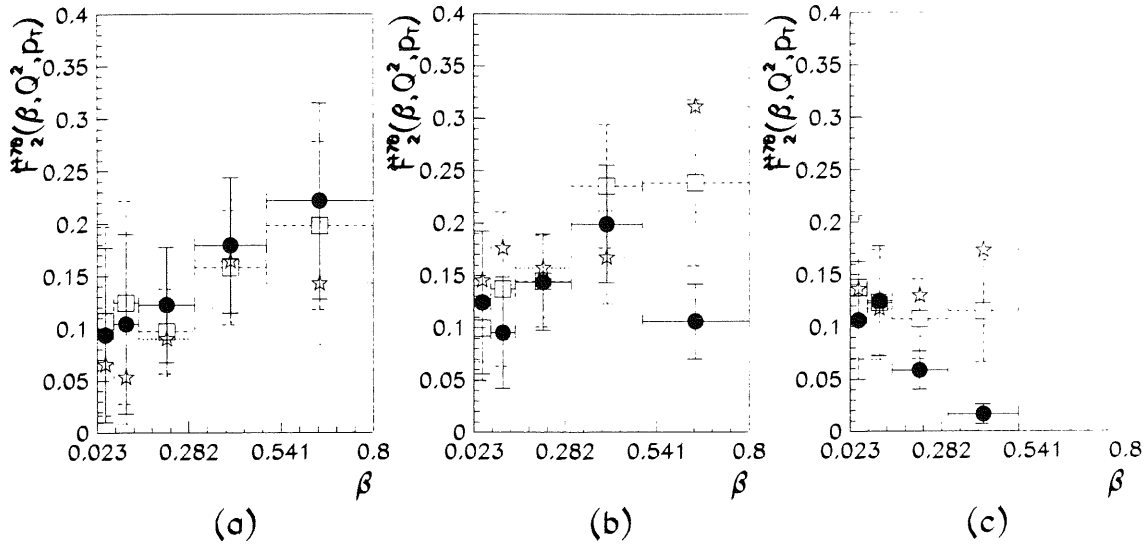
¹⁸Opgesplitst in verschillende p_T intervallen (figuur 4.44) begint er zich wel een statistisch significante trend voor te doen: Bij



Figuur 4.42: ξ , Q^2 geïntegreerde identificatie-procedure, (a) de 3 p_T intervallen: zwart bolletje: 0 - 0.8 GeV; open vierkantje: 0.8 - 1.7 GeV en open sterretje 1.7 - 4 GeV. (b) over p_T geïntegreerd. Horizontale as = β .



Figuur 4.43: Resultaat voor $\bar{F}_2^D(\beta, Q^2)$ voor de Q^2 -geïntegreerde identificatie-procedure waarbij over p_T is geïntegreerd, voor de 4 verschillende beschouwde Q^2 intervallen: (a) 8.5 - 10.0 GeV^2 (b) 10.0 - 15.4 GeV^2 (c) 15.4 - 27.4 GeV^2 (d) 27.4 - 48.7 GeV^2 . Op de horizontale as staat β uitgezet.



Figuur 4.44: Resultaat voor $\tilde{F}_{2,p_T}^D(\beta, Q^2, p_T)$ voor de Q^2 - geïntegreerde identificatie-procedure beschouwd Q^2 intervallen (overlappende grafieken) voor de 3 beschouwde p_T cellen: (a) 0 - 0.8 GeV (b) 0.8 - 1.7 GeV (c) 1.7 - 4 GeV. Op de horizontale as staat β uitgezet. De zwarte bolletjes duiden het Q^2 -interval 10.0 - 15.4 GeV^2 aan, de open vierkantjes komen overeen met 15.4 - 27.4 GeV^2 en de open sterretjes hebben Q^2 in het interval 27.4 - 48.7 GeV^2 .

4.8.2 Systematische fouten.

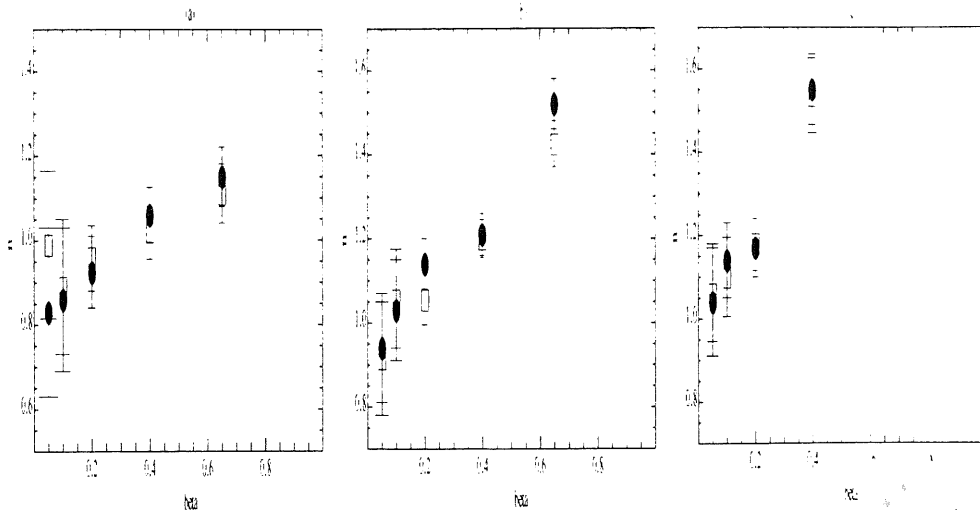
In deze sectie gaan we na in welke mate de resultaten van onze analyse (figuur 4.42) gevoelig zijn aan systematische effecten. Het is praktisch onmogelijk om met alle denkbare systematische effecten rekening te houden en we hebben ons daarom beperkt tot een aantal potentiële bronnen van systematische afwijkingen. De effecten die we in beschouwing nemen [DPM] zijn:

- fout op de energie calibratie van de calorimeter (LAr).
- fout op de gereconstrueerde hoek van het verstrooide lepton.
- effect op de keuze van de CLIM parameter E_{clip} .
- effect van het al dan niet gebruiken van de voorwaartse sporen.
- afhankelijkheid van het simulatie-model.
- gevoeligheid aan een herweging van het simulatie-model en gevoeligheid aan de onzekerheid op het simulatie-model.

Het zal blijken dat slechts een effect een rol speelt: de afhankelijkheid van de correcties op basis van het simulatie-model. De andere effecten zullen blijken onmeetbaar te zijn met de statistiek die ter beschikking was.

Indien we systematische effecten bestuderen door parameters in de analyse te wijzigen (zodat het ensemble waaruit de gebeurtenissen getrokken worden mogelijk wijzigen) dan veroorzaken we in vele gevallen een migratie van gebeurtenissen over de cel-grenzen heen. Het is enkel in het geval waarin *gewichten* van Monte Carlo gebeurtenissen worden veranderd dat er zo geen migraties plaats vinden. Deze migraties zijn het gevolg van een veranderd ensemble waaruit de gebeurtenissen zijn getrokken, en op deze migraties zijn natuurlijk fluctuaties van toepassing. Men dient dus bijzonder voorzichtig te zijn met de interpretatie van het verschil tussen de resultaten van het gewijzigde ensemble en de resultaten van het originele ensemble, want dat verschil is het gecombineerde effect van zowel de gezochte systematische verandering als de statistische fluctuaties die het gevolg zijn van de eindige hoeveelheid gebeurtenissen die door de cel-grenzen heen zijn gemigreerd. In appendix J wordt dit verder formeel uitgewerkt. *We kunnen door wijzigingen aan te brengen in het reconstructie-schema, onmogelijk systematische effecten waarnemen die niet beduidend groter zijn dan de statistische fout op onze resultaten.*

lage p_T lijkt $\tilde{F}_{2,p_T}^D(\beta, Q^2, p_T)$ te stijgen in functie van β terwijl die tendens stopt of zelfs omkeert bij hoge p_T . Niettemin is het onmogelijk een definitiever besluit te trekken hieruit zonder ook de systematische fouten op deze meetpunten te bepalen. In de rest van deze analyse hebben we ons verder volledig op de Regge flux-factor geconcentreerd en is $\tilde{F}_{2,p_T}^D(\beta, Q^2, p_T)$ niet verder bestudeerd.



Figuur 4.45: Effect van een systematische wijziging (open vierkantjes) van de LAr calibratie op de Q^2 -geïntegreerde identificatie van $n = -\xi$, vergeleken met het originele (zwarte bolletjes) resultaat voor de 3 beschouwde p_T cellen: (a) 0 - 0.8 GeV (b) 0.8 - 1.7 GeV (c) 1.7 - 4 GeV. Op de horizontale as staat β uitgezet.

Calibratie-fouten van de calorimeter respons.

De calibratie-nauwkeurigheid van de LAr calorimeter bedraagt 4 procent [groa]. We gaan na wat het effect is van een modificatie van de energie-waarden met 4 % op de waarde van $\xi(\beta, p_T)$. Het resultaat van deze modificatie wordt voorgesteld in figuur 4.45. De fout-vlaggen zijn de statistische fouten op de schattingen. Dit effect is niet onderscheidbaar ten opzichte van de statistische fout.

Systematische afwijking op de hoek van het verstrooide lepton.

De reconstructie van de hoek van het elektron is onderhevig aan een totale systematische fout die kleiner is dan 1 mrad. We hebben dit effect bestudeerd en het is veel kleiner dan de statistische fluctuaties en bijgevolg met de gegeven statistiek volledig onzichtbaar.

Effecten ten gevolge van de verandering van de afsnijwaarde in de CLIM methode

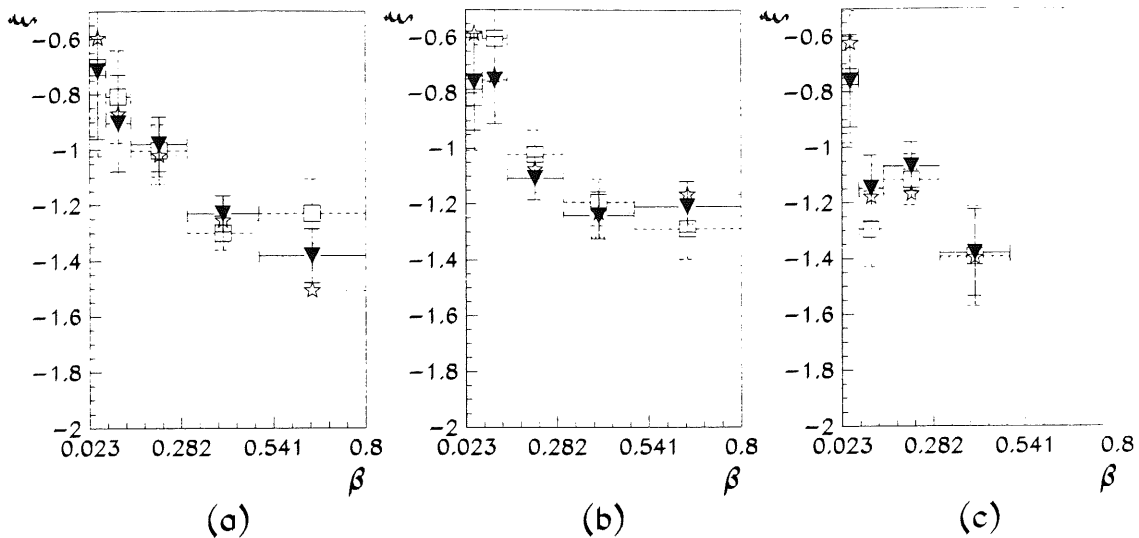
We hebben de vrije parameter (de afsnijwaarde E_{clip}) die voorkomt in de CLIM methode zodanig gekozen dat de energie en impuls-balansen van de gebeurtenissen gemiddeld zo goed mogelijk uitkomen. Niettemin kan men zich de vraag stellen in welke mate de keuze van die parameter een invloed heeft op de uiteindelijke resultaten. Indien onze Monte Carlo modellen perfect zowel de gegevens modelleren als de detector effecten beschrijven, dan hangen de resultaten helemaal niet van de keuze van het reconstructie-schema (en dus de CLIM parameter) af. Maar in de mate dat er modellatie-fouten aanwezig zijn kan men een min of meer sterke afhankelijkheid van die parameter in de resultaten onderstellen. We gaan na of we enige significante afhankelijkheid kunnen waarnemen door aan de CLIM parameter een vrij grote afwijking te geven — afwijking die veel groter is dan de onzekerheid op die parameter: $E_{\text{clip}} = 250 \text{ MeV}$ en $E_{\text{clip}} = 500 \text{ MeV}$. Deze afwijkingen worden getoond in figuur¹⁹ 4.46. Er zijn geen statistisch significante systematische effecten vaststelbaar ten gevolge van veranderingen van E_{clip} .

Effect van het uitsluiten van de voorwaartse sporen.

In onze CLIM methode worden de voorwaartse sporen (dat zijn sporen die *enkel* in de voorwaartse sporen-detector worden waargenomen zonder dat ze verbonden zijn met een segment in de centrale sporen-kamers) niet mee-gerekend. We gaan na wat het effect is als we die wel mee-rekenen. Het resultaat wordt getoond in figuur²⁰ 4.46. Beide analyses zijn met elkaar in overeenstemming binnen de statistische fluctuaties. Bijgevolg

¹⁹Deze resultaten worden hier getoond voor het Monte Carlo model waarin geen meson traject wordt uitgewisseld. Hoewel de waarden van ξ anders zijn, verwachten we ons niet aan een significante verandering van het gedrag van E_{clip} .

²⁰Ook hier werd de studie doorgevoerd met behulp van het Monte Carlo model waarin de uitwisseling van een meson traject nog niet was geïmplementeerd.



Figuur 4.46: Effect van een systematische wijziging van de CLIM afsnijwaarde op de Q^2 -geïntegreerde identificatie van ξ . De 3 beschouwde p_T cellen: (a) 0 - 0.8 GeV (b) 0.8 - 1.7 GeV (c) 1.7 - 4 GeV. De zwarte driehoekjes komen overeen met de 'normale' analyse, de open vierkantjes komen overeen met de analyse waarin $E_{\text{clip}} = 250 \text{ MeV}$ en de open sterretjes komen overeen met de analyse waarin $E_{\text{clip}} = 500 \text{ MeV}$.

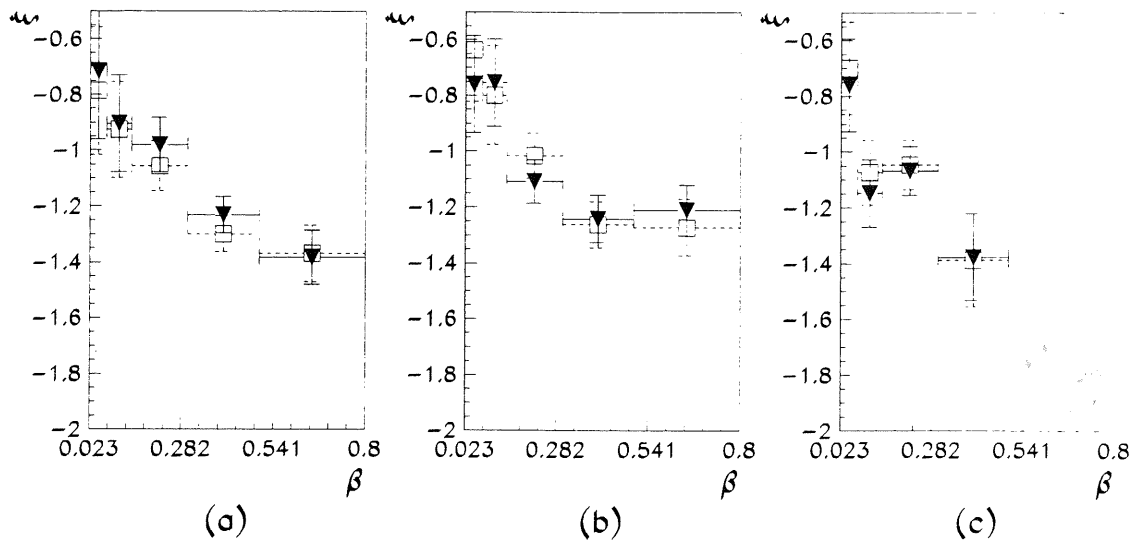
kunnen we geen systematische effecten waarnemen.

Verschillen tussen verschillende Monte Carlo simulaties.

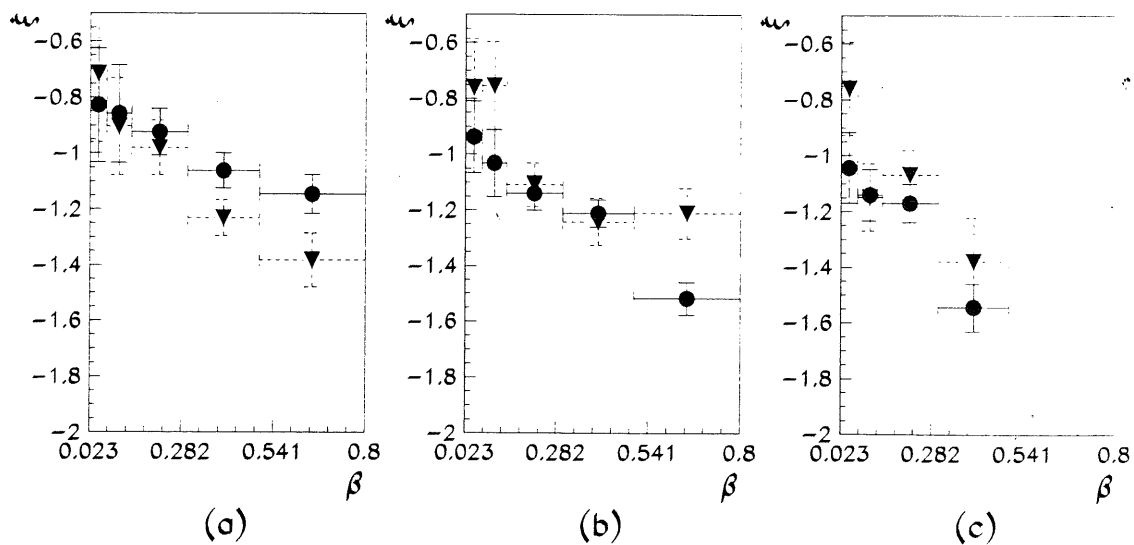
In appendix K wordt in detail uiteengezet welke verschillende RAPGAP implementaties werden doorgevoerd. Om de afhankelijkheid van onze analyse aan het gebruikte Monte Carlo model in te schatten, hebben we als systematische afwijking het verschil beschouwd tussen een analyse, doorgevoerd aan de hand van een simulatie-model waarin zich enkel een pomeron traject bevindt, vergeleken met de 'normale' analyse, waarin het model gebruikt wordt waarin ook een subdominant traject aanwezig is. De verschillen zijn cruciaal, omdat het ene (zuivere pomeron) model perfecte factorisatie inhoudt, terwijl het andere model juist factorisatieschending onderstelt. Het dient gezegd dat het Monte Carlo model waarin enkel een pomeron traject aanwezig is, een minder goede beschrijving van de gegevens oplevert dan het model waarin een subdominant meson-traject werd ingebouwd. In figuur 4.48 wordt de ξ meting voor beide gevallen vergeleken. De systematische afwijking ten gevolge van de afhankelijkheid van de correcties van het gebruikte Monte Carlo model is niet verwaarloosbaar in vergelijking met de statistische fluctuaties. We zullen met deze systematische onzekerheid rekening houden in de berekening van de totale experimentele fout.

Herweging van de Monte Carlo simulatie.

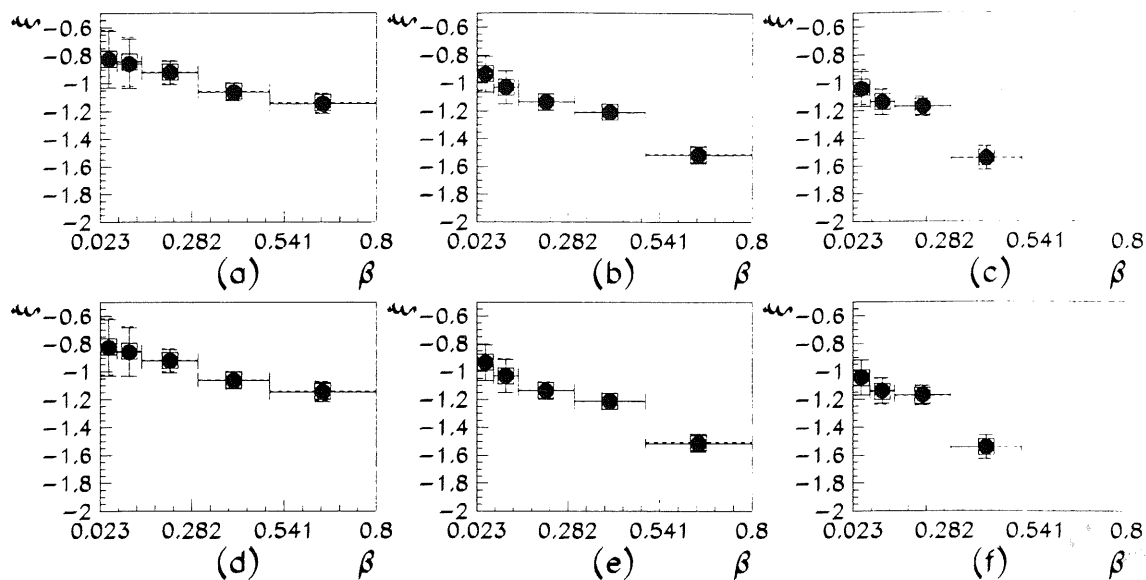
Het gebruikte Monte Carlo simulatie-model vertoont een vrij goede overeenkomst met de gegevens, maar er zijn niettemin afwijkingen zichtbaar. Om na te gaan in welke mate onze detector correctie-coëfficiënten gevoelig zijn aan afwijkingen tussen het simulatie-model en de gegevens herwegen we het Monte Carlo staal op zo een wijze dat het gedwongen wordt de distributie in 1 veranderlijke van de gegevens te volgen. Het Monte Carlo model geeft een accurate beschrijving van de structuur van het proton, omdat deze structuur ondertussen uitgebreid is bestudeerd en er geparametriseerde structuurfuncties met vrij hoge nauwkeurigheid beschikbaar zijn. Bijgevolg gaan we geen herwegingen in Q^2 en x_B beschouwen, maar passen we deze techniek enkel toe op de β en de p_T verdelingen. We beschouwen de variatie van de gecorrigeerde metingen ten gevolge van deze herweging als een bron van mogelijke systematische fout die een gevolg is van onze Monte Carlo model onnauwkeurigheid. Gezien het hier een herweging betreft, zijn we niet onderhavig aan statistische fluctuaties. In figuur 4.49 vinden we het



Figuur 4.47: Effect van een insluiten van de voorwaartse sporen in de analyse. Figuur (a) p_T tussen 0 en 0.8 GeV, figuur (b) p_T tussen 0.8 en 1.7 GeV en figuur (c) p_T tussen 1.7 en 4.0 GeV. De volle driehoeken komen overeen met de analyse zonder voorwaartse sporen, de open vierkanten komen overeen met de analyse waarin de voorwaartse sporen zijn opgenomen.



Figuur 4.48: $\xi(\beta, p_T)$ zoals berekend met correcties op basis van 2 verschillende Monte Carlo modellen. Figuur (a): p_T tussen 0 en 0.8 GeV; figuur (b): p_T tussen 0.8 en 1.7 GeV en figuur (c) p_T tussen 1.7 en 4.0 GeV. De zwarte bolletjes: het Monte Carlo model waarin een subdominant meson traject aanwezig is; de zwarte driehoekjes: het model waarin enkel een pomeron traject werd beschouwd.



Figuur 4.49: Herweging van het Monte Carlo model. (a), (b) en (c): de 'normale' analyse (zwarte bolletjes) vergeleken met (open vierkantjes) herweging van de p_T distributie; (d), (e) en (f) de 'normale' analyse (zwarte bolletjes) vergeleken met (open vierkantjes) herweging van de β distributie (a) en (d), (b) en (e), en (c) en (f) stellen respectievelijk de 3 beschouwde p_T intervallen voor: 0.0 - 0.8 GeV, 0.8 - 1.7 GeV en 1.7 - 4.0 GeV.

resultaat terug voor de herwegingen²¹ in p_T en β . Die effecten zijn volledig te verwaarlozen ten opzichte van de statistische fluctuaties. We zullen er verder geen rekening mee houden.

In het voorgaande werd geen rekening gehouden met het feit dat het dwingen van de 1-dimensionale distributie een grootheid op de distributie van de gegevens in die grootheid er slechts voor zorgt dat er overeenkomst is tussen de gebruikte Monte Carlo realisatie en een realisatie van het onderliggend ensemble dat de gegevens beschrijft. Bijgevolg dient men rekening te houden met mogelijke statistische fluctuaties in die realisatie, die overeen komen met fluctuaties in de herweging van het Monte Carlo model. Dit wordt in appendix L verder uitgewerkt. Het blijkt echter dat de effecten op het eind-resultaat volledig te verwaarlozen zijn.

4.8.3 Uiteindelijke resultaten voor de intercept.

Uit onze studie van systematische effecten blijkt dat er een belangrijke bijdrage is van systematische onzekerheid die een niet-verwaarloosbare invloed heeft ten opzichte van de statistische fluctuaties van het eind-resultaat, namelijk de afhankelijkheid van de correctie-coëfficiënten van het gebruikte Monte Carlo simulatie-model. Wanneer de gegevens gecorrigeerd worden met behulp van het Monte Carlo model dat een subdominant meson-traject naast het pomeron bevat (de 'normale' analyse), vinden we als waarden voor de veranderlijke $\xi = -n$:

²¹ Concreet wordt deze herweging als volgt doorgevoerd: indien we een herweging beschouwen in de veranderlijke ψ dan verdelen we het beschouwde bereik van ψ in intervallen die 3 maal kleiner zijn dan de bijhorende intervallen in ψ die de cellen van onze analyse. In deze kleine intervallen (die bijgevolg vrij klein zijn ten opzichte van de resolutie in ψ) tellen we enerzijds hoeveel gebeurtenissen er in de gegevens aanwezig zijn, en anderzijds hoeveel gebeurtenissen er volgens de Monte Carlo simulatie aanwezig zouden moeten zijn. We berekenen volgende coëfficiënt per interval:

$$C_i = \frac{W_{mc}^{tot} N_{dat}^i}{N_{dat}^{tot} W_{mc}^i} \quad (4.58)$$

Hierin is:

- W_{mc}^{tot} is het totale equivalente gewicht van alle Monte Carlo gebeurtenissen binnen het totale geaccepteerde fase volume.
- N_{dat}^{tot} is het totale aantal gebeurtenissen in de gegevens binnen het totale geaccepteerde fase volume.
- W_{mc}^i is het equivalente gewicht van de Monte Carlo gebeurtenissen die na detector-simulatie in het interval i van ψ terecht komen.
- N_{dat}^i is het aantal gebeurtenissen in de echte gegevens die in het interval i van ψ terecht komen.

De coëfficiënt C_i is dan het getal waarmee we de gewichten die de Monte Carlo simulatie heeft toegekend aan de gebeurtenissen die na detector-simulatie in interval i van ψ zijn terechtgekomen dienen te vermenigvuldigen om de gewenste herweging door te voeren.

$\xi(\beta)$	0.023-0.07	0.07-0.14	0.14-0.3	0.3-0.5	0.5-0.8
$p_T(1)$	-0.828	-0.859	-0.924	-1.06	-1.15
σ^2	0.41E-01	0.31E-01	0.70E-02	0.39E-02	0.49E-02
$p_T(2)$	-0.937	-1.03	-1.14	-1.21	-1.52
σ^2	0.17E-01	0.14E-01	0.38E-02	0.24E-02	0.35E-02
$p_T(3)$	-1.04	-1.14	-1.17	-1.55	-
σ^2	0.16E-01	0.85E-02	0.48E-02	0.72E-02	-

Gebruik makende van het Monte Carlo model dat enkel een pomeron bevat, bekomen we volgende meet-waarden voor ξ :

$\xi(\beta)$	0.023-0.07	0.07-0.14	0.14-0.3	0.3-0.5	0.5-0.8
$p_T(1)$	-0.716	-0.905	-0.981	-1.23	-1.38
σ^2	0.60E-01	0.30E-01	0.96E-02	0.42E-02	0.93E-02
$p_T(2)$	-0.760	-0.754	-1.11	-1.24	-1.21
σ^2	0.30E-01	0.25E-01	0.60E-02	0.71E-02	0.83E-02
$p_T(3)$	-0.761	-1.15	-1.07	-1.38	-
σ^2	0.28E-01	0.15E-01	0.77E-02	0.24E-01	-

Indien we definiëren:

$$\Delta_{mc} = |n_{\text{normaal}} - n_{\text{pomeron}}| \quad (4.59)$$

dan stellen we voor van volgende systematische fout in te voeren:

$$\sigma_{\text{sys}}^2 = \Delta_{mc}^2 \quad (4.60)$$

Als totale fout stellen we voor van de systematische en statistische fouten kwadratisch te combineren:

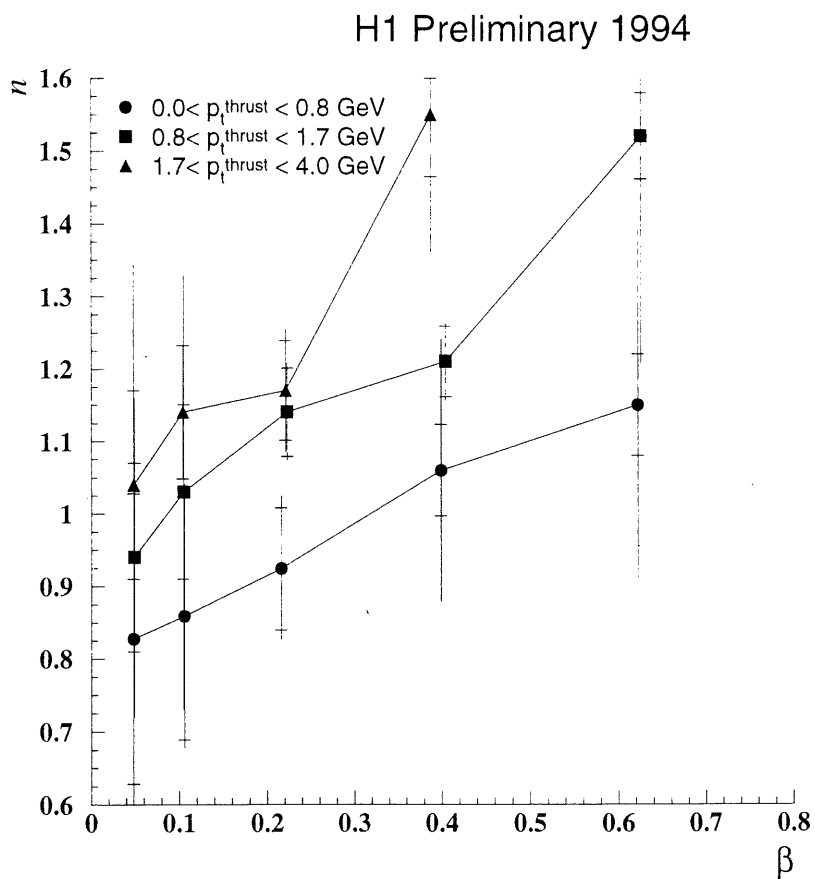
$$\sigma_{\text{tot}}^2 = \sigma_{\text{sys}}^2 + \sigma^2 \quad (4.61)$$

Aldus bekomen we:

$\xi(\beta)$	0.023-0.07	0.07-0.14	0.14-0.3	0.3-0.5	0.5-0.8
$p_T(1)$	-0.828	-0.859	-0.924	-1.06	-1.15
σ	0.20	0.17	0.084	0.063	0.070
σ_{sys}	0.11	0.05	0.06	0.17	0.23
σ_{tot}	0.23	0.18	0.10	0.18	0.24
$p_T(2)$	-0.94	-1.03	-1.14	-1.21	-1.52
σ	0.13	0.12	0.061	0.049	0.059
σ_{sys}	0.18	0.28	0.03	0.03	0.31
σ_{tot}	0.22	0.30	0.068	0.057	0.32
$p_T(3)$	-1.04	-1.14	-1.17	-1.55	-
σ	0.13	0.092	0.069	0.085	-
σ_{sys}	0.28	0.01	0.10	0.17	-
σ_{tot}	0.31	0.09	0.08	0.19	-

In figuur 4.50 wordt het uiteindelijk resultaat van onze analyse voorgesteld. Het betreft hier $n(\beta, p_T) = -\xi(\beta, p_T)$, zoals bekomen uit de Q^2 -geïntegreerde identificatie-procedure.

Hoewel er een visuele tendens is die aangeeft dat hoge p_T waarden eerder aanleiding geven tot meer negatieve ξ , laat de totale fout ons niet onmiddellijk toe te besluiten dat we een verschil tussen de intercept bij lage p_T en de intercept bij hoge p_T . Om na te gaan in welke mate de visueel waargenomen tendens een betekenis heeft, onderwerpen we deze resultaten aan een nauwkeuriger analyse.



Figuur 4.50: Uiteindelijke waarden van $n = -\xi$, met statistische en totale fout, voor de 3 beschouwde p_T intervallen, [Col97d].

4.8.4 Statistische analyse van $\xi(p_T, \beta)$.

In de vorige sectie werd aangetoond dat de uiteindelijke waarden van $\xi(p_T, \beta)$, samen met hun totale experimentele fouten, ons niet toelaten aan te tonen dat er een p_T -afhankelijkheid bestaat, voor elk beschouwd interval van β apart. Niettemin werd ook opgemerkt dat $\xi(p_T, \beta)$ steeds kleinere waarden aanneemt bij grotere p_T -waarden dan bij kleinere p_T waarden. We gaan na of deze tendens een statistisch zinvolle betekenis heeft. We gaan daarom de verschillen tussen $\xi(\beta)$ voor elk paar p_T intervallen analyseren, en nagaan in welke mate deze verschillen gehoorzamen aan de nul-hypothese 'de verschillen zijn verenigbaar met willekeurige fluctuaties'. Indien we met een zekere betrouwbaarheid deze nul-hypothese kunnen verwerpen, dan hebben we met die betrouwbaarheid aangetoond dat er een systematisch verschil bestaat tussen de waarden $\xi(\beta)$ voor de ene waarde van p_T versus $\xi(\beta)$ voor de andere waarde van p_T . Om deze verschillen te kunnen beschouwen als zijnde getrokken uit een zelfde ensemble (een eigenschap die vereist is door een statistische test), worden ze eerst genormaliseerd op de kwadratisch gecombineerde totale fout van beide meetpunten:

$$\delta_{12}(\beta) = \frac{\Delta_{12}}{\sqrt{\sigma_1^2 + \sigma_2^2}} = \frac{\xi(\beta, p_T^{(1)}) - \xi(\beta, p_T^{(2)})}{\sqrt{\sigma_1^2 + \sigma_2^2}} \quad (4.62)$$

De eerste test die we beschouwen is de χ^2 -test. Deze test de nul-hypothese 'grootten van de verschillen tussen twee verdelingen zijn de grootten van verschillen die afkomstig zijn van een distributie met gemiddelde nul en standaard afwijking 1'. Deze test is toepasbaar op de bovenstaande δ_{ij} omdat de verschillen genormaliseerd werden op de berekende experimentele fouten. Het blijkt echter dat men uit deze χ^2 -test geen significante verwerping van de hypothese 'de verschillen zijn te wijten aan statistische fluctuaties' kan afleiden.

Een tweede test die we beschouwen is de Student- t test. Deze test gaat de volgende nul-hypothese na: 'de verschillen zijn de realisaties van een verdeling met gemiddelde nul'. De Student- t statistiek heeft volgende gedaante:

$$t = \frac{\sqrt{N} \cdot \bar{D}}{s_D} \quad (4.63)$$

waarin \bar{D} het monster-gemiddelde is:

$$\bar{D} = \frac{1}{N} \sum_i \delta_i \quad (4.64)$$

en waarin s_D de monster-standaard afwijking is:

$$s_D = \sqrt{\frac{\sum_i (\delta_i - \bar{D})^2}{N - 1}} \quad (4.65)$$

De waarde van de Student- t statistiek wordt samen met de bijhorende kans p_0 op de realisatie van de nul-hypothese, aangegeven in de volgende tabel:

geval	δ_{12}	δ_{13}	δ_{23}
t	3.48	4.56	1.84
p_0	1.27 %	0.99 %	8.16 %

Bijgevolg kunnen we met een betrouwbaarheidsniveau van 1 % stellen dat er zich tussen het eerste en het derde p_T interval systematische effecten voordoen die niet te wijten zijn aan willekeurige fluctuaties.

Bovenstaande behandeling heeft de totale experimentele fout als een willekeurige fluctuatie beschouwd gezien dit een voorop stelling van de uitgevoerde test is. Men kan zich de vraag stellen of de systematische fouten wel als dusdanig kunnen beschouwd worden. Om dat na te gaan hebben we dezelfde procedure toegepast op de metingen van $\xi(\beta, p_T)$ zoals bekomen indien men als Monte Carlo model RAPGAP met enkel een pomeron traject beschouwt. Tussen het eerste en het derde p_T interval vinden we op die wijze een t -statistiek die gelijk is aan 3.64. Dat komt overeen met een kans p_0 dat de nul-hypothese zich voordoet die gelijk is aan 1.8 %. Bijgevolg kan men de nul-hypothese blijven verwerpen met een betrouwbaarheidsniveau van 1.8 %. Dat besluit hangt dus niet af van het gekozen Monte-Carlo model.

4.8.5 Vergelijking met het Monte Carlo model RAPGAP.

In voorgaande analyse werden twee varianten (namelijk met en zonder subdominant Regge traject) van het RAPGAP model gebruikt om de effecten van de experimentele technieken te corrigeren. In wat volgt gaan we na in welke mate de conclusie getrokken uit de metingen in de vorige sectie ondersteunt wordt door de voorspellingen van het Monte Carlo model.

In figuur 4.51 wordt de Monte Carlo voorspelling van n weergegeven gebruik makende van het simulatie-model waarin naast het dominante Pomeron traject ook nog een subdominant Regge traject aanwezig is. In deze figuur worden voorspellingen op generator niveau voorgesteld, er zijn dus helemaal geen detector-effecten in rekening gebracht. Zoals men heel duidelijk kan waarnemen is naast de factorisatieschending in β er ook een duidelijke scheiding tussen de n waarde bij lage en bij hoge p_T -thrust, op gelijkaardige wijze als is vastgesteld in de gecorrigeerde gegevens. In figuur 4.52 wordt dezelfde voorspelling voorgesteld, maar deze keer afkomstig van het RAPGAP model waarin geen subdominant Regge traject aanwezig is. Geen significante afhankelijkheid wordt vastgesteld, noch van β , noch van p_T , zoals trouwens verwacht is indien slechts een Regge traject is geïmplementeerd op de wijze zoals besproken is in de inleiding.

Men kan besluiten dat de factorisatie-breking die werd vastgesteld in het Monte Carlo model RAPGAP waarin een subdominant Regge traject werd ingevoerd ook bevestigd wordt door onze analyse van de gegevens, terwijl een model dat slechts een Pomeron traject bevat deze factorisatie behoudt.

4.8.6 Statistische vergelijking tussen de metingen en de voorspellingen van RAPGAP.

Om de kwantitatieve overeenkomst tussen de voorspellingen van het Monte Carlo model (RAPGAP) en de meetpunten na te gaan onderwerpen we de verschillen tussen beide aan enkele statistische testen. De testen trachten na te gaan in welke mate de verschillen tussen de voorspellingen en de meetpunten significante systematische verschillen zijn en niet kunnen verklaard worden door statistische fluctuaties.

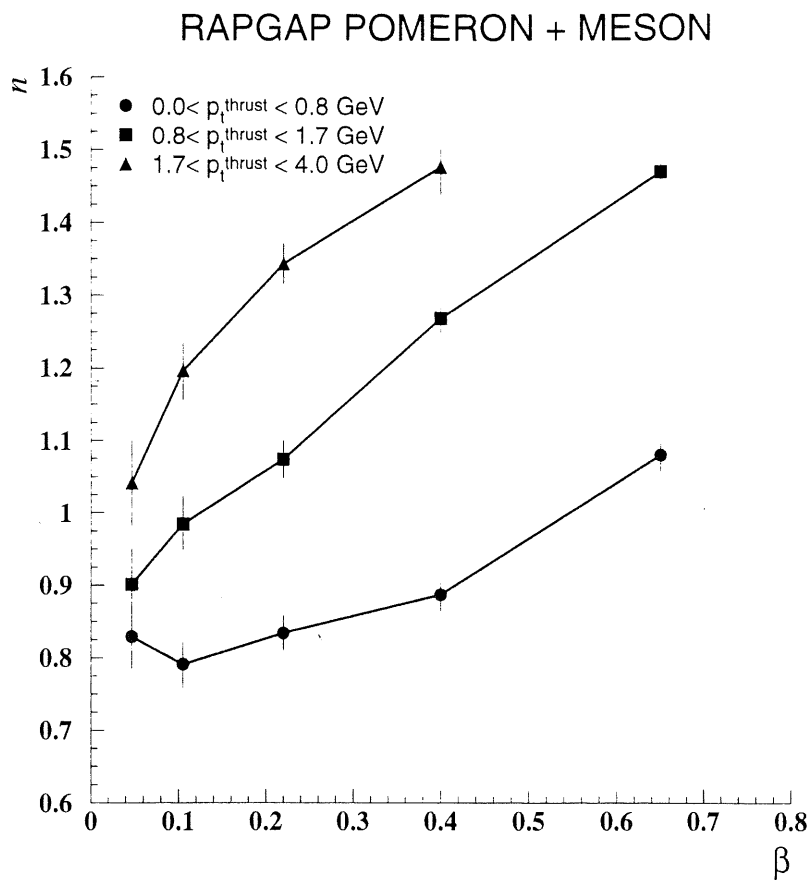
We kunnen een Student- t test uitvoeren op de genormaliseerde verschillen. Deze test zal een systematische afwijking in een richting (systematisch te grote of te kleine Monte Carlo voorspelling) gemakkelijker opsporen, maar zal compleet falen indien de verschillen niet hetzelfde teken kennen. We kunnen ook een χ^2 test doorvoeren. Deze test is minder gevoelig voor systematische afwijkingen in dezelfde richting, maar is wel gevoelig aan een vergelijking tussen de afwijking en de berekende fout. De normalisatie van de verschillen op de meetfouten houdt ook een mogelijke keuze in: houden we rekening met de statistische of met de totale fout op de meetpunten? De *significantie* die wordt voorgesteld is de kans, volgens de beschouwde test, dat de verschillen te verklaren zijn door statistische fluctuaties. Indien deze kans kleiner is dan een gesteld significantie-niveau (conventioneel meestal op 5% gesteld) dan kan men besluiten dat de verschillen waarschijnlijk van systematische aard zijn.

In onderstaande tabel staan deze significanties uitgezet zoals bekomen door toepassing van de Student- t test en de χ^2 test. In kolommen (a) en (b) worden de meetpunten vergeleken met het RAPGAP model met subdominant traject (in (a) wordt enkel de statistische fout toegepast op de meetpunten, in (b) wordt de totale fout in rekening gebracht); in kolommen (c) en (d) worden die vergeleken met de voorspellingen van RAPGAP zonder subdominant traject (in (c) weerom enkel statistische fout, in (d) totale fout).

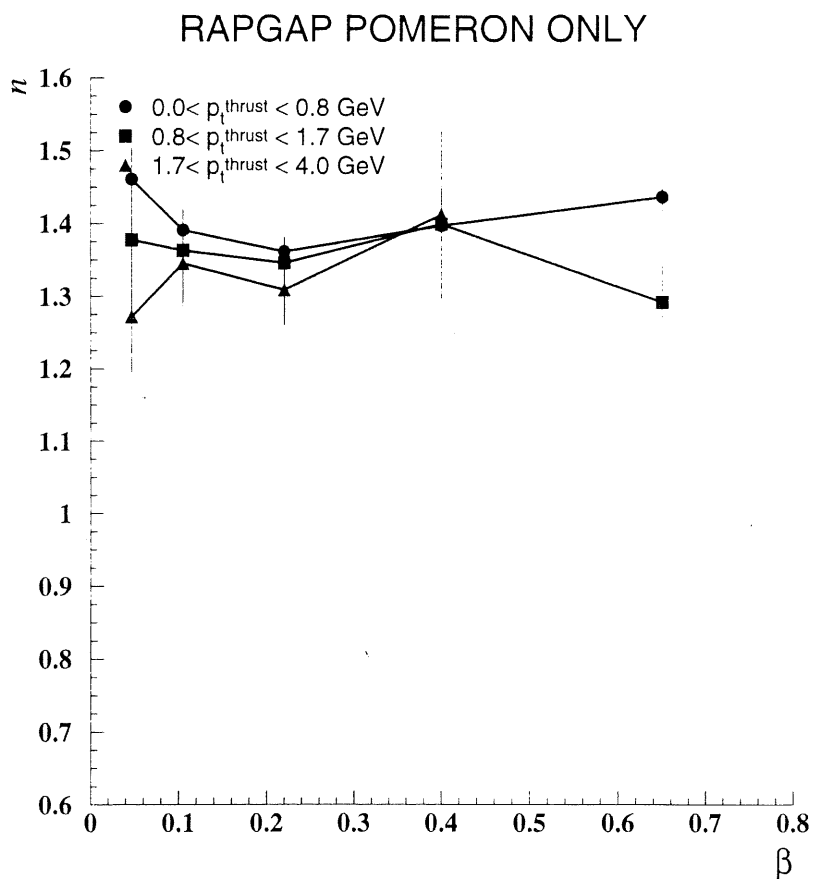
significantie	(a)	(b)	(c)	(d)
Student- t	34 %	82%	0.1 %	0.038 %
χ^2	20 %	87 %	$< 10^{-9}$	8.310^{-9}

Bovenstaande resultaten geven aan dat geen enkele test (indien we het gebruikelijk significantie-niveau van 5 % hanteren) een systematische afwijking aangeeft tussen de voorspellingen van het RAPGAP model waarin een subdominant traject aanwezig is en de meetpunten. Daarentegen wordt de hypothese dat de verschillen tussen de voorspellingen van het RAPGAP model zonder subdominant traject en de meetpunten te verklaren zijn door statistische afwijkingen gemakkelijk verworpen.

De overeenkomst tussen de voorspellingen van het RAPGAP model met subdominant traject en de meetresultaten wordt door deze testen bevestigd. Zonder subdominant traject zijn de voorspellingen niet in overeenkomst te brengen met de meetpunten.



Figuur 4.51: Voorspelde waarden van $n = -\xi$, op generator niveau (dus zonder detector effecten in rekening te brengen) voor de 3 beschouwde p_T intervallen, gebruikmakend van het RAPGAP simulatie-model met subdominant Regge traject, [Col97d].



Figuur 4.52: Voorspelde waarden van $n = -\xi$, op generator niveau (dus zonder detector effecten in rekening te brengen) voor de 3 beschouwde p_T intervallen, gebruikmakend van het RAPGAP simulatie-model waarin enkel een Pomeron traject aanwezig is, [Col97d].

4.9 Besluit

In het staal van diep-inelastische botsingen heeft het H1 experiment gebeurtenissen vastgesteld die een groot rapidity-interval bezitten. Een analyse van dat staal gebeurtenissen genomen in 1993 bracht aan het licht dat $F_2^{D(3)}$, de diffractieve structuurfunctie, kan geschreven worden als het produkt van een flux-factor $1/x_P^\xi$ en een functie die enkel afhangt van Q^2 en β . Deze flux-factor kan begrepen worden in het kader van Regge theorie als de uitwisseling van een pomeron tussen het proton en het virtuele foton.

De hogere statistiek die beschikbaar was in 1994 toonde aan dat de effectieve flux-factor afhankelijk was van β , maar niet van Q^2 . Deze β -afhankelijkheid van de effectieve intercept kan begrepen worden als het effect van de uitwisseling van een subdominant Reggeon naast de uitwisseling van een pomeron. Op basis van de structuurfunctie $F_2^{D(3)}$ werd door de H1 collaboratie, via de DGLAP evolutie-vergelijkingen, een parton dichtheid voor het pomeron berekend. Deze analyse geeft aan dat het pomeron een hoge gluon inhoud bezit.

Deze gegevens werden aangewend om een Monte Carlo simulatie-model op te stellen (RAPGAP), waarbij ervan uitgegaan wordt dat het proton interageert met een foton via twee mogelijke uitgewisselde hadronische objecten (een pomeron en een reggeon) die elk met een gegeven flux-factor voorkomen in het proton en elk een bepaalde partonische inhoud hebben: voor het pomeron is dat de geëxtraheerde parton inhoud zoals besproken, voor het reggeon is dit een $q\bar{q}$ model.

In al het bovenstaande werd slechts op inclusieve wijze gekeken naar de hadronische eind-toestand. We hebben in deze analyse een extra grootheid in beschouwing genomen, namelijk de uit een thrust-analyse bepaalde transversale impuls die in de eind-toestand aanwezig is. De motivering is de volgende: blijft de partonische interpretatie van het pomeron en het reggeon ook nog geldig wanneer men de hadronische eind-toestand zelf gaat analyseren (in casu in functie van de p_T die uit de thrust analyse volgt): vindt men een aanwijzing terug dat de eind-toestand inderdaad het gevolg is van een foton-parton interactie zoals afgeleid uit de $F_2^{D(3)}$ -analyse? We richten ons in deze analyse op een onderzoek van het gedrag van de flux-factor in functie van p_T .

Uit de gebeurtenissen die de H1 collaboratie in 1994 heeft waargenomen werd een staal diep in-elastische, foton-dissociatieve diffractieve gebeurtenissen geselecteerd. De waargenomen gebeurtenissen komen overeen met een geïntegreerde luminositeit van ongeveer 2 pb^{-1} . Dat staal wordt gekarakteriseerd door de waarneming van positron in de achterwaartse elektromagnetische calorimeter, evenals de vaststelling dat er een groot rapidity-interval aanwezig is tussen de voorwaartse richting en het systeem van waargenomen hadronen in de H1-detector. De eind-toestand van elke geselecteerde gebeurtenis werd onderworpen aan een thrust analyse waaruit de grootheid p_T werd afgeleid.

Via een Monte Carlo simulatie model werden de resoluties van de gereconstrueerde grootheden x_P , β , Q^2 en p_T bestudeerd om hieruit de optimale cel-groottes vast te stellen. Volgens de geschatte waarden van x_P , β , Q^2 en p_T worden de gebeurtenissen vervolgens toegekend aan de desbetreffende cellen. Het RAPGAP Monte Carlo simulatie model wordt aangewend om de migraties en de zuiverheden van de verschillende cellen te berekenen en hieruit uit het aantal waargenomen gebeurtenissen het werkelijke aantal gebeurtenissen te schatten. Uit deze aantallen werkelijke gebeurtenissen wordt vervolgens de waarde van $F_{2,p_T}^{D(3)}$ berekend, horende bij het middelpunt van elke cel.

De waarden van $F_{2,p_T}^{D(3)}$ worden aangewend om via een Q^2 -geïntegreerde vereffening te komen tot een schatting van $\xi(\beta, p_T)$, waar $F_{2,p_T}^{D(3)} = x_P^{\xi(\beta, p_T)} \cdot A(Q^2, \beta, p_T)$. De waarde van ξ is verbonden met de effectieve intercept $\langle \alpha(t) \rangle$ via $\xi = 1 - 2 \cdot \langle \alpha(t) \rangle$ indien de werkzame doorsnede kan beschreven worden als de uitwisseling van een dominant Regge traject (het pomeron). De afhankelijkheid van de effectieve intercept $\langle \alpha(t) \rangle$ is bestudeerd in functie van β en p_T .

De onzekerheden op de schattingen van $\xi(\beta, p_T)$ werden bestudeerd. Deze onzekerheden kennen twee oorzaken: statistische fluctuaties en afhankelijkheid van het Monte Carlo simulatie-model dat gebruikt werd voor de berekening van de correcties van de detector-effecten.

De afhankelijkheid van ξ van β die reeds eerder was vastgesteld in de analyse van de diffractieve structuurfunctie wordt teruggevonden. Indien men per β interval nagaat of een p_T -afhankelijkheid kan worden waargenomen dan moet men vaststellen dat de experimentele onnauwkeurigheden te groot zijn om op significante wijze tot een afhankelijkheid te besluiten.

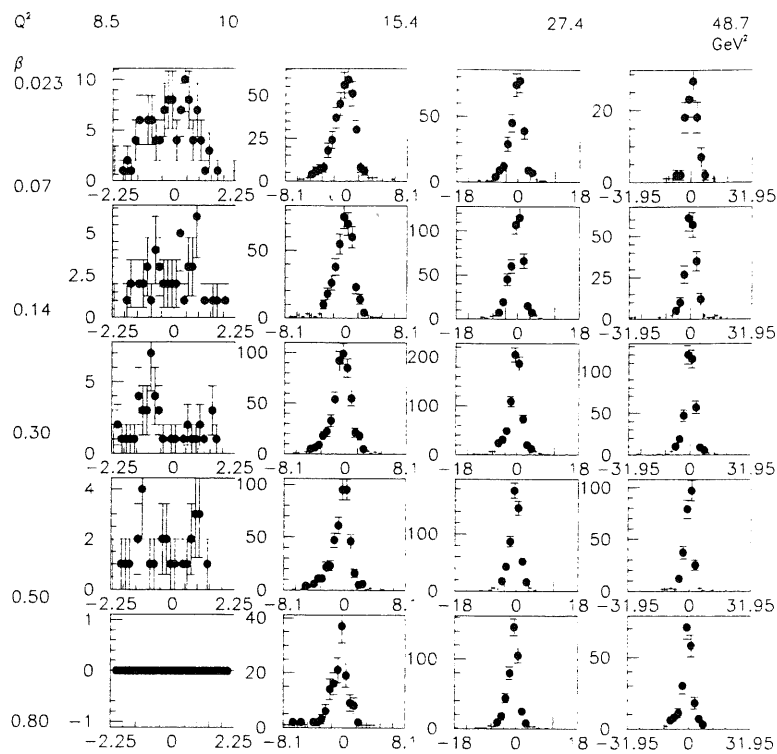
Indien men voor alle β intervallen samen nagaat of er zich een systematische afhankelijkheid van ξ van p_T voordoet, dan kan men stellen dat grotere waarden van p_T aanleiding geven tot een meer negatieve ξ -waarde in de effectieve flux-factor.

Deze eigenschap wordt ook waargenomen in het Monte Carlo simulatie-model RAPGAP, waarin dezelfde kwalitatieve tendensen kunnen vastgesteld worden. Bijgevolg kunnen de resultaten van deze analyse geïnterpreteerd worden als een bevestiging van het model waarin een pomeron en een reggeon worden uitgewisseld en waarin beide een bepaalde partonische structuur bezitten. Het belang van deze bevestiging schuilt voornamelijk in het feit dat deze analyse voor de eerste keer de structuur van de hadronische eind-toestand gaat

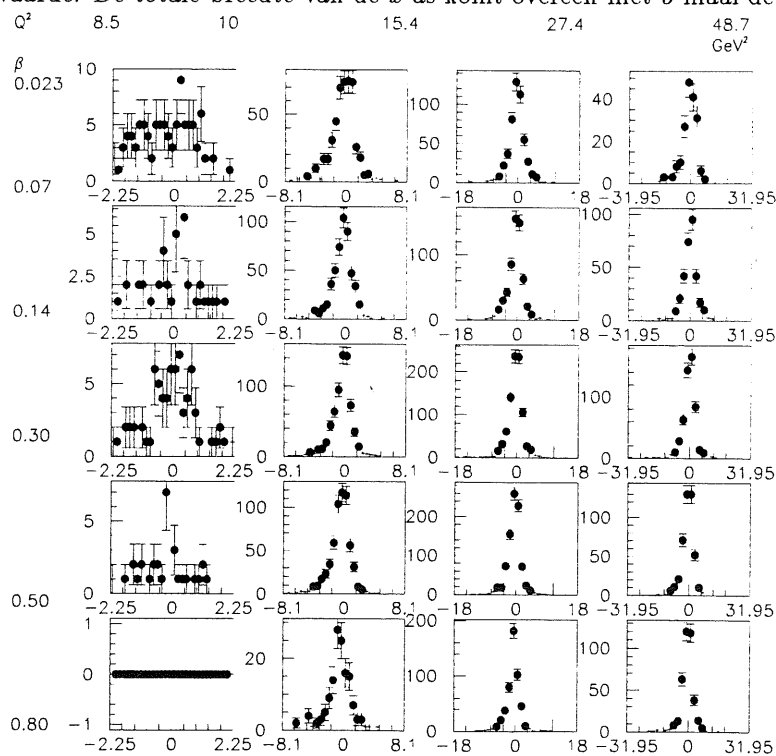
bestuderen (met behulp van de thrust analyse), daar waar het vooropgestelde RAPGAP simulatie-model enkel gebruik maakte van gegevens gebaseerd op inclusieve (ten opzichte van de hadronische eind-toestand) werkzame doorsneden. Kwalitatief begrijpen we deze tendens (zoals uiteengezet aan het einde van hoofdstuk 1) als volgt: grote p_T -waarden bevoordelingen de selectie van gebeurtenissen waarin zich een harde QCD interactie heeft voorgedaan. Het pomeron, met zijn hoge gluon-inhoud, kan *enkel* via een hard QCD foton-gluon fusie proces met het foton interageren, terwijl een reggeon (met een hogere quark inhoud) zowel via directe foton-absorptie als via een QCD-Compton proces kan reageren met het foton. De verhouding pomeron/reggeon is bijgevolg hoger bij hoge waarden van p_T als bij lage waarden van p_T . Gezien de intercept van het pomeron traject (n) groter is dan die van het reggeon traject, zal de *effectieve* intercept van het geselecteerde staal hoger zijn bij hoge p_T -waarden dan bij lage p_T -waarden. Dat is precies wat werd vastgesteld.

De factorisatieschending in p_T die werd waargenomen kan bijgevolg verklaard worden door een samenspel van de uitwisseling van een Pomeron en een subdominant traject waarin aan beide een partonische inhoud wordt gegeven, en het pomeron een hoge gluon-inhoud bevat.

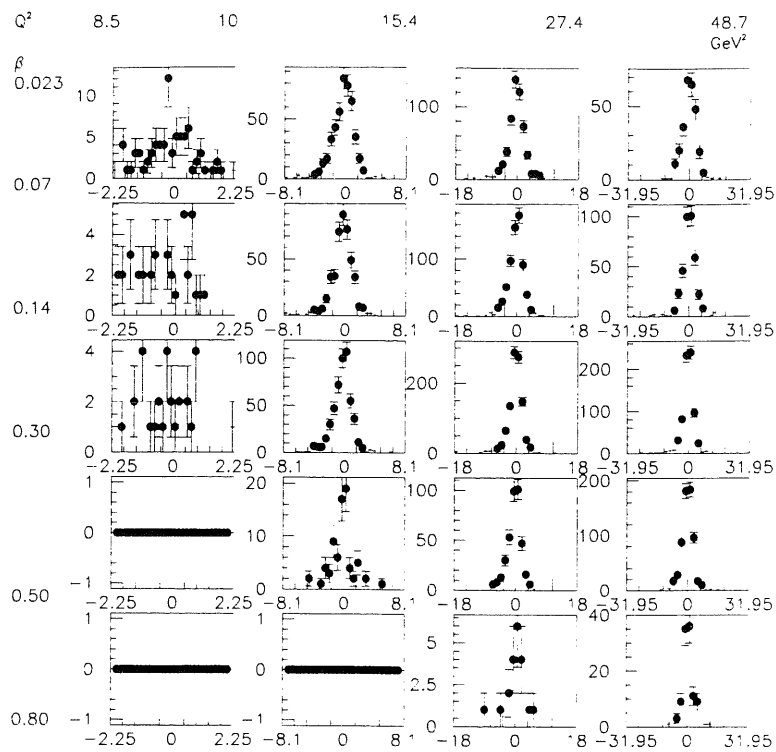
4.10 Illustraties.



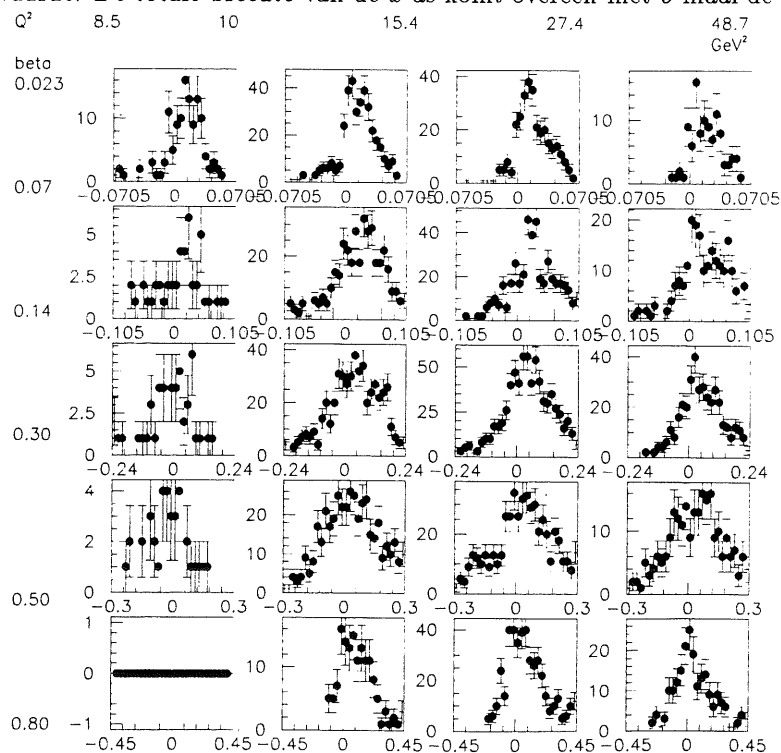
Figuur 4.53: Q^2 resoluties, eerste p_T interval. De rijen komen overeen met β - intervallen, van boven naar beneden: 0.023 - 0.07 - 0.14 - 0.30 - 0.50 - 0.80. De kolommen komen overeen met Q^2 intervallen: van links naar rechts: 8.5 - 10.0 - 15.4 - 27.4 - 48.7 GeV^2 . De horizontale as per grafiekje stelt het verschil voor tussen meting en echte waarde. De totale breedte van de x -as komt overeen met 3 maal de cel-grootte.



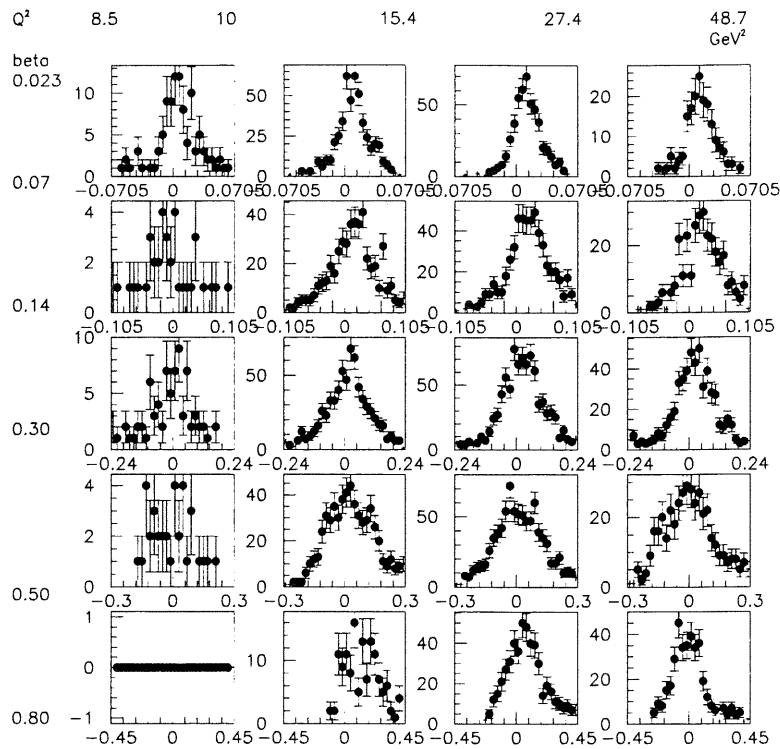
Figuur 4.54: Q^2 resoluties, tweede p_T interval. De rijen komen overeen met β - intervallen, van boven naar beneden: 0.023 - 0.07 - 0.14 - 0.30 - 0.50 - 0.80. De kolommen komen overeen met Q^2 intervallen: van links naar rechts: 8.5 - 10.0 - 15.4 - 27.4 - 48.7 GeV^2 . De horizontale as per grafiekje stelt het verschil voor tussen meting en echte waarde. De totale breedte van de x -as komt overeen met 3 maal de cel-grootte.



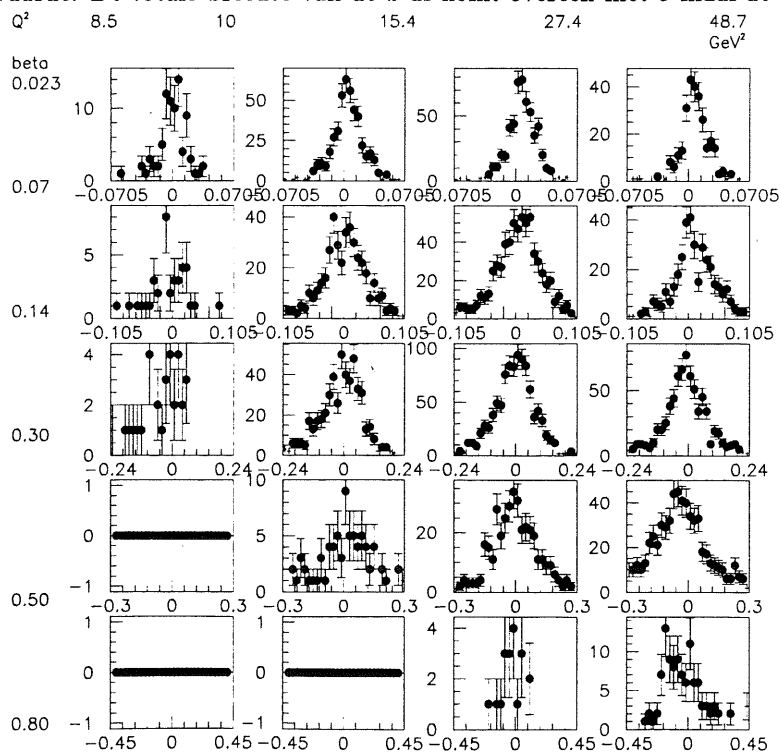
Figuur 4.55: Q^2 resoluties, derde p_T interval. De rijen komen overeen met β - intervallen, van boven naar beneden: 0.023 - 0.07 - 0.14 - 0.30 - 0.50 - 0.80. De kolommen komen overeen met Q^2 intervallen: van links naar rechts: 8.5 - 10.0 - 15.4 - 27.4 - 48.7 GeV^2 . De horizontale as per grafiekje stelt het verschil voor tussen meting en echte waarde. De totale breedte van de x -as komt overeen met 3 maal de cel-grootte.



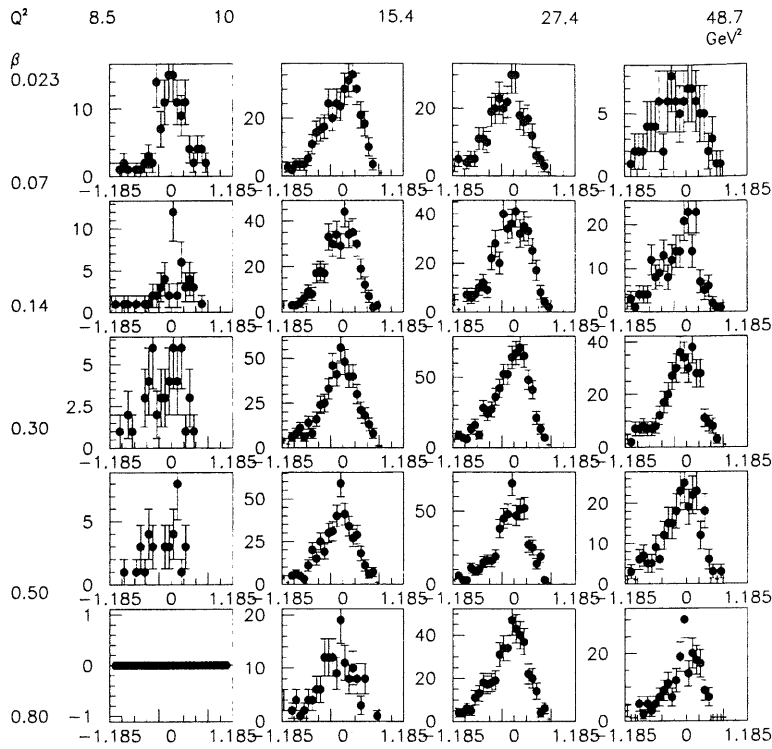
Figuur 4.56: $\log \beta$ resoluties, eerste p_T interval. De rijen komen overeen met β - intervallen, van boven naar beneden: 0.023 - 0.07 - 0.14 - 0.30 - 0.50 - 0.80. De kolommen komen overeen met Q^2 intervallen: van links naar rechts: 8.5 - 10.0 - 15.4 - 27.4 - 48.7 GeV^2 . De horizontale as per grafiekje stelt het verschil voor tussen meting en echte waarde. De totale breedte van de x -as komt overeen met 3 maal de cel-grootte.



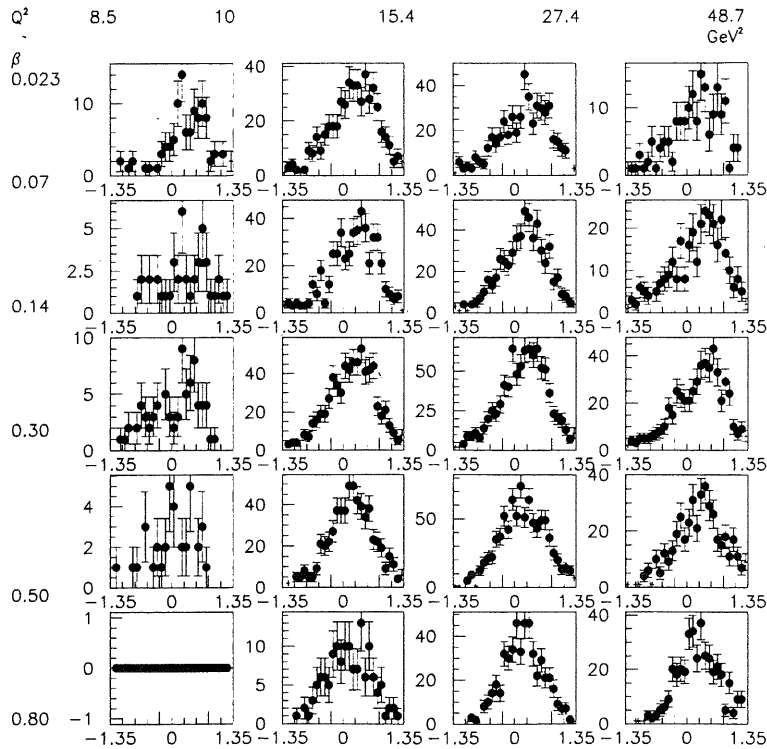
Figuur 4.57: $\log \beta$ resoluties, tweede p_T interval. De rijen komen overeen met β - intervallen, van boven naar beneden: 0.023 - 0.07 - 0.14 - 0.30 - 0.50 - 0.80. De kolommen komen overeen met Q^2 intervallen: van links naar rechts: 8.5 - 10.0 - 15.4 - 27.4 - 48.7 GeV^2 . De horizontale as per grafiekje stelt het verschil voor tussen meting en echte waarde. De totale breedte van de x -as komt overeen met 3 maal de cel-grootte.



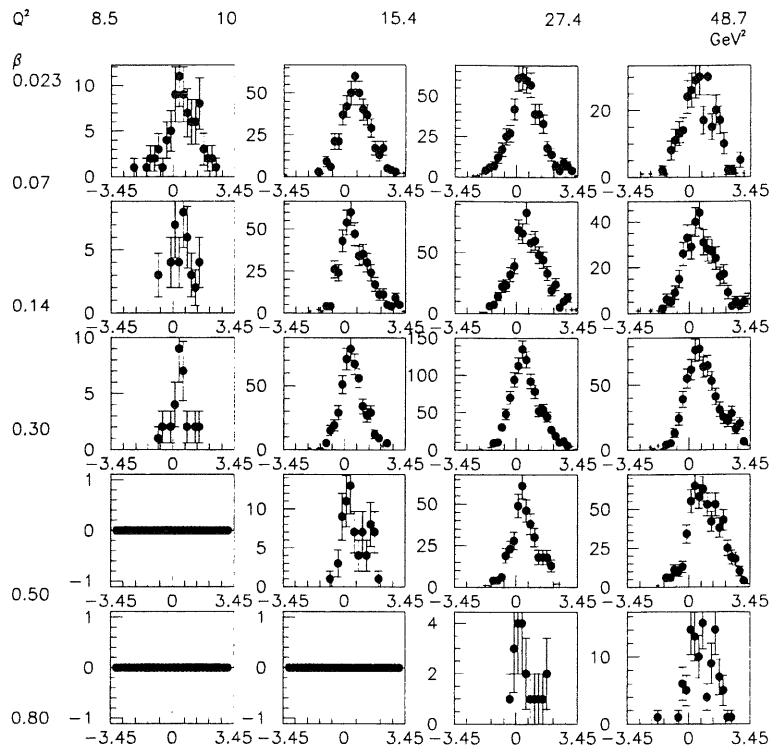
Figuur 4.58: $\log \beta$ resoluties, derde p_T interval. De rijen komen overeen met β - intervallen, van boven naar beneden: 0.023 - 0.07 - 0.14 - 0.30 - 0.50 - 0.80. De kolommen komen overeen met Q^2 intervallen: van links naar rechts: 8.5 - 10.0 - 15.4 - 27.4 - 48.7 GeV^2 . De horizontale as per grafiekje stelt het verschil voor tussen meting en echte waarde. De totale breedte van de x -as komt overeen met 3 maal de cel-grootte.



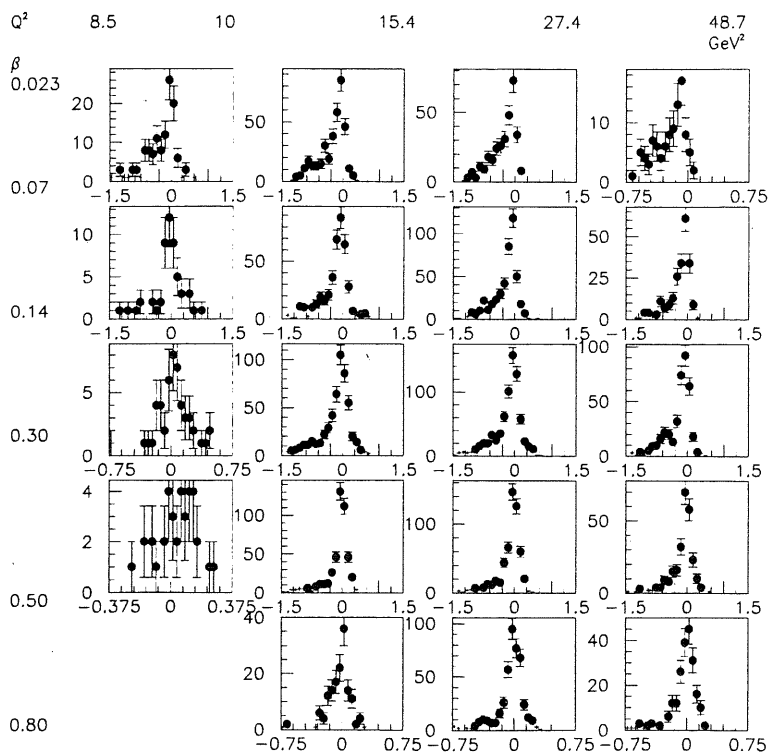
Figuur 4.59: p_T resoluties, eerste p_T interval. De rijen komen overeen met β - intervallen, van boven naar beneden: 0.023 - 0.07 - 0.14 - 0.30 - 0.50 - 0.80. De kolommen komen overeen met Q^2 intervallen: van links naar rechts: 8.5 - 10.0 - 15.4 - 27.4 - 48.7 GeV^2 . De horizontale as per grafiekje stelt het verschil voor tussen meting en echte waarde. De totale breedte van de x -as komt overeen met 3 maal de cel-grootte.



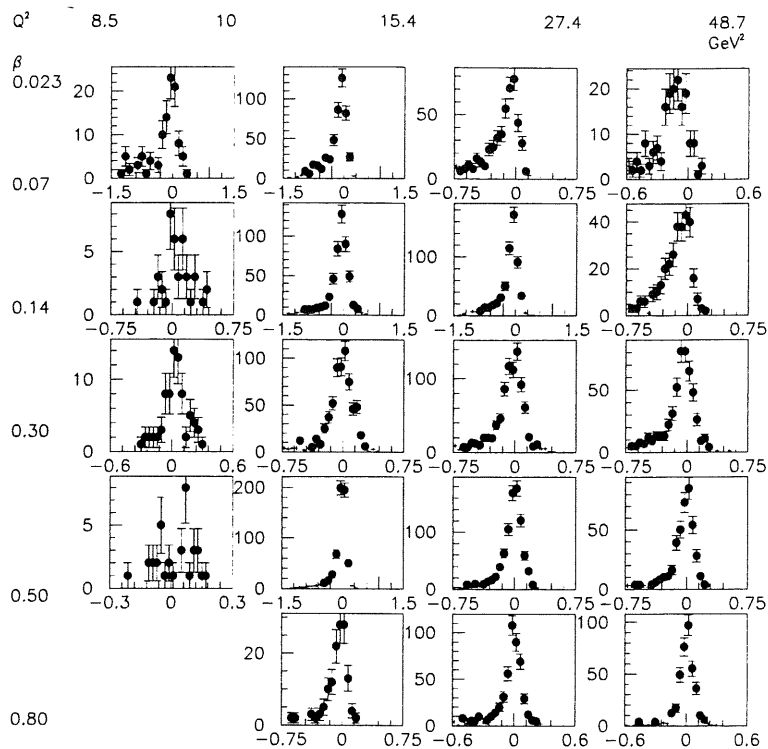
Figuur 4.60: p_T resoluties, tweede p_T interval. De rijen komen overeen met β - intervallen, van boven naar beneden: 0.023 - 0.07 - 0.14 - 0.30 - 0.50 - 0.80. De kolommen komen overeen met Q^2 intervallen: van links naar rechts: 8.5 - 10.0 - 15.4 - 27.4 - 48.7 GeV^2 . De horizontale as per grafiekje stelt het verschil voor tussen meting en echte waarde. De totale breedte van de x -as komt overeen met 3 maal de cel-grootte.



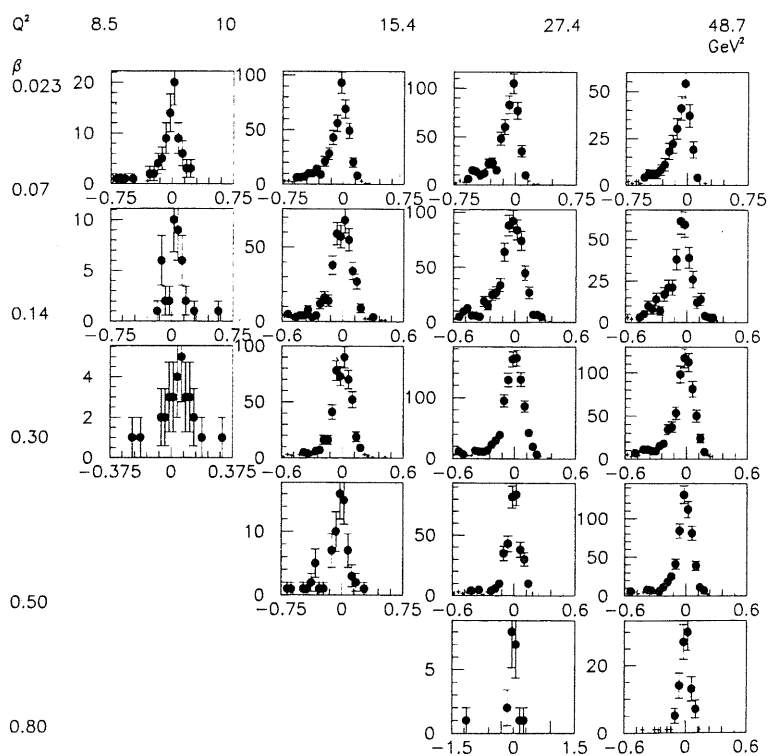
Figuur 4.61: p_T resoluties, derde p_T interval. De rijen komen overeen met β - intervallen, van boven naar beneden: 0.023 - 0.07 - 0.14 - 0.30 - 0.50 - 0.80. De kolommen komen overeen met Q^2 intervallen: van links naar rechts: 8.5 - 10.0 - 15.4 - 27.4 - 48.7 GeV^2 . De horizontale as per grafiekje stelt het verschil voor tussen meting en echte waarde. De totale breedte van de x -as komt overeen met 3 maal de cel-grootte.



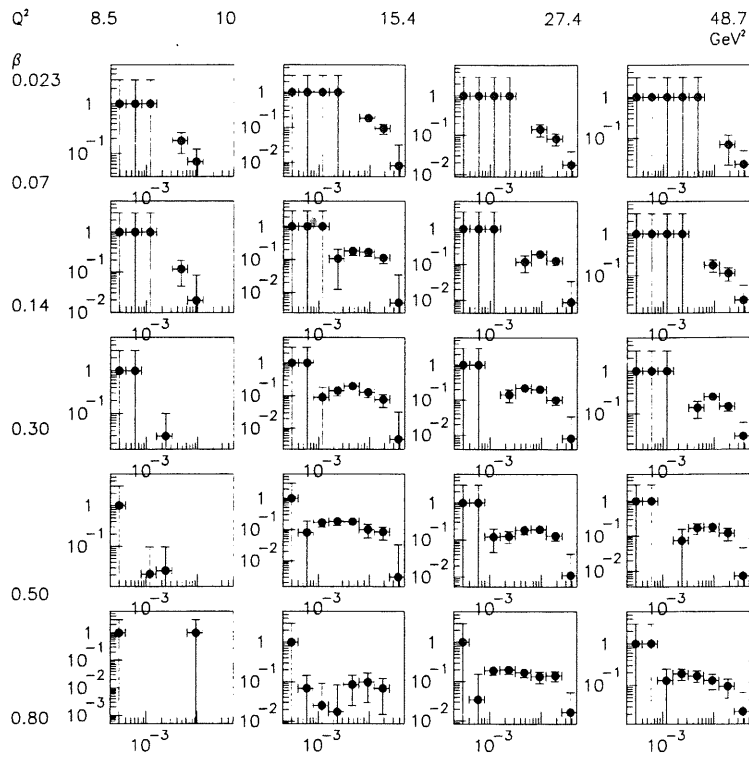
Figuur 4.62: $\log x_P$ resoluties, eerste p_T interval. De rijen komen overeen met β - intervallen, van boven naar beneden: 0.023 - 0.07 - 0.14 - 0.30 - 0.50 - 0.80. De kolommen komen overeen met Q^2 intervallen: van links naar rechts: 8.5 - 10.0 - 15.4 - 27.4 - 48.7 GeV^2 . De horizontale as per grafiekje stelt het verschil voor tussen meting en echte waarde. De totale breedte van de x -as komt overeen met 3 maal de cel-grootte.



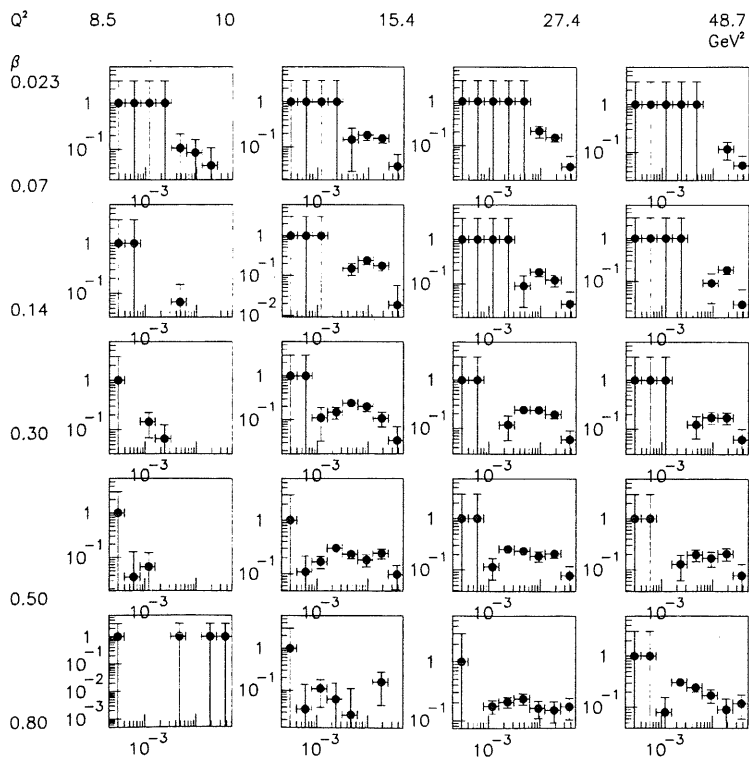
Figuur 4.63: $\log x_P$ resoluties, tweede p_T interval. De rijen komen overeen met β - intervallen, van boven naar beneden: 0.023 - 0.07 - 0.14 - 0.30 - 0.50 - 0.80. De kolommen komen overeen met Q^2 intervallen: van links naar rechts: 8.5 - 10.0 - 15.4 - 27.4 - 48.7 GeV^2 . De horizontale as per grafiekje stelt het verschil voor tussen meting en echte waarde. De totale breedte van de x -as komt overeen met 3 maal de cel-grootte.



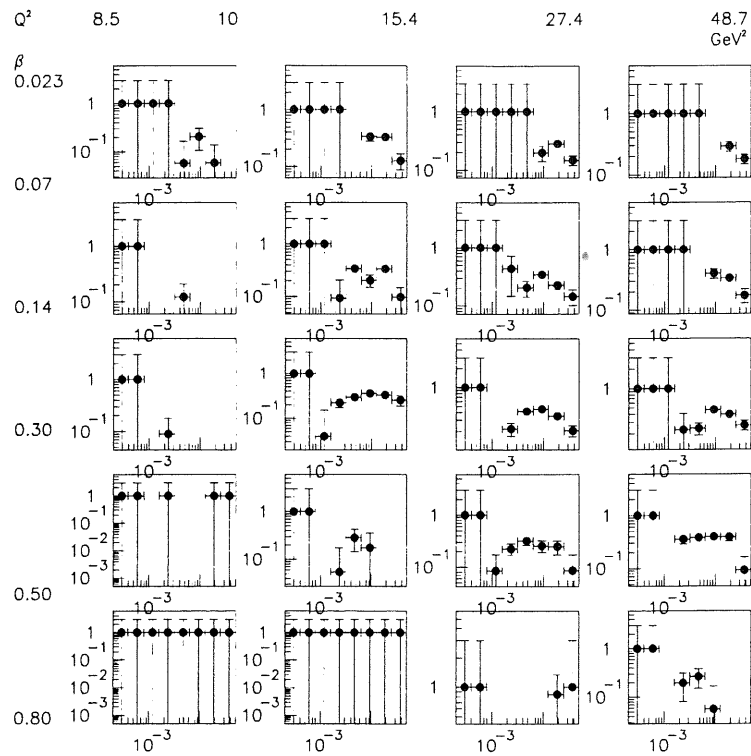
Figuur 4.64: $\log x_P$ resoluties, derde p_T interval. De rijen komen overeen met β - intervallen, van boven naar beneden: 0.023 - 0.07 - 0.14 - 0.30 - 0.50 - 0.80. De kolommen komen overeen met Q^2 intervallen: van links naar rechts: 8.5 - 10.0 - 15.4 - 27.4 - 48.7 GeV^2 . De horizontale as per grafiekje stelt het verschil voor tussen meting en echte waarde. De totale breedte van de x -as komt overeen met 3 maal de cel-grootte.



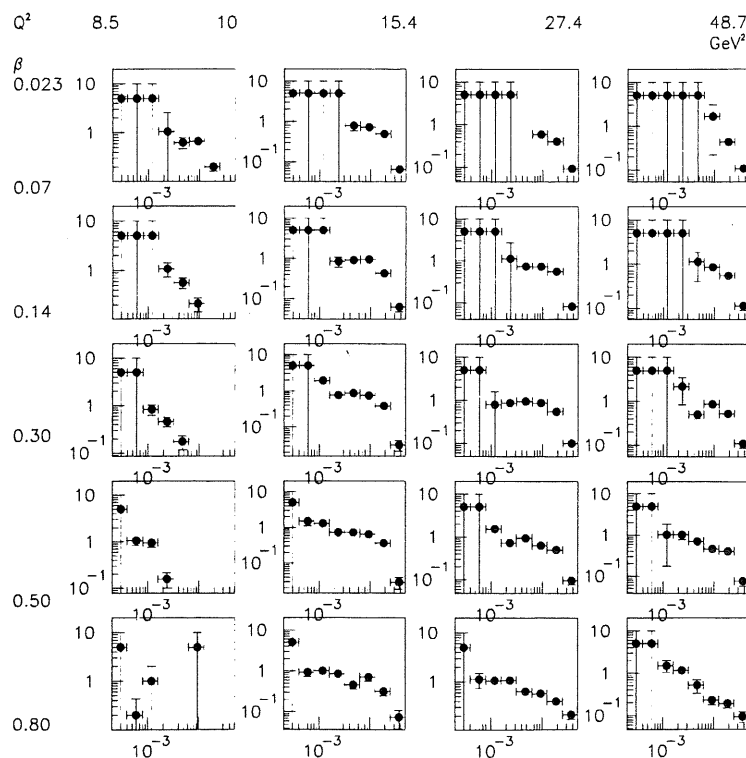
Figuur 4.65: Cel zuiverheden, eerste p_T interval. De rijen komen overeen met β - intervallen, van boven naar beneden: 0.023 - 0.07 - 0.14 - 0.30 - 0.50 - 0.80. De kolommen komen overeen met Q^2 intervallen: van links naar rechts: 8.5 - 10.0 - 15.4 - 27.4 - 48.7 GeV^2 .



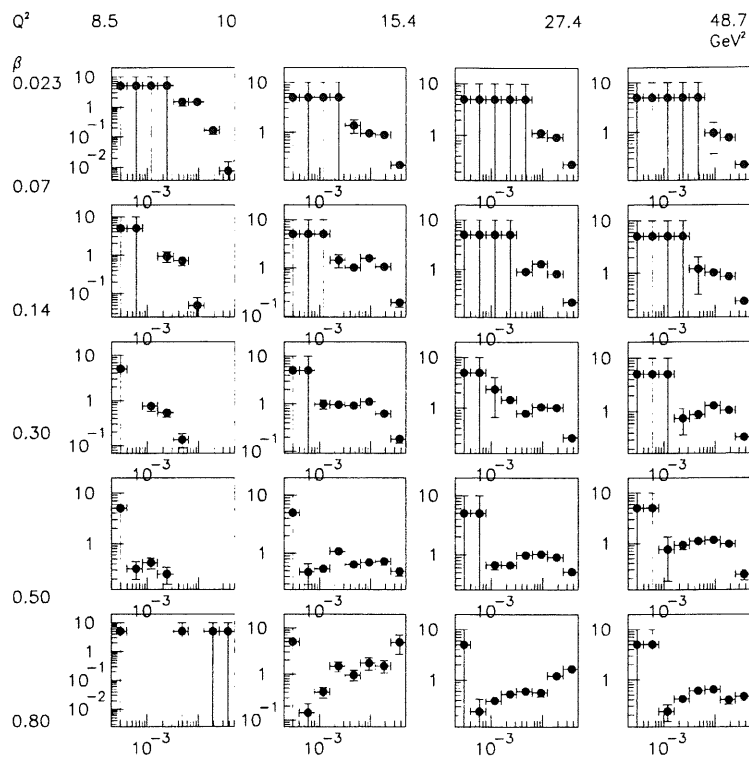
Figuur 4.66: Cel zuiverheden, tweede p_T interval. De rijen komen overeen met β - intervallen, van boven naar beneden: 0.023 - 0.07 - 0.14 - 0.30 - 0.50 - 0.80. De kolommen komen overeen met Q^2 intervallen: van links naar rechts: 8.5 - 10.0 - 15.4 - 27.4 - 48.7 GeV^2 .



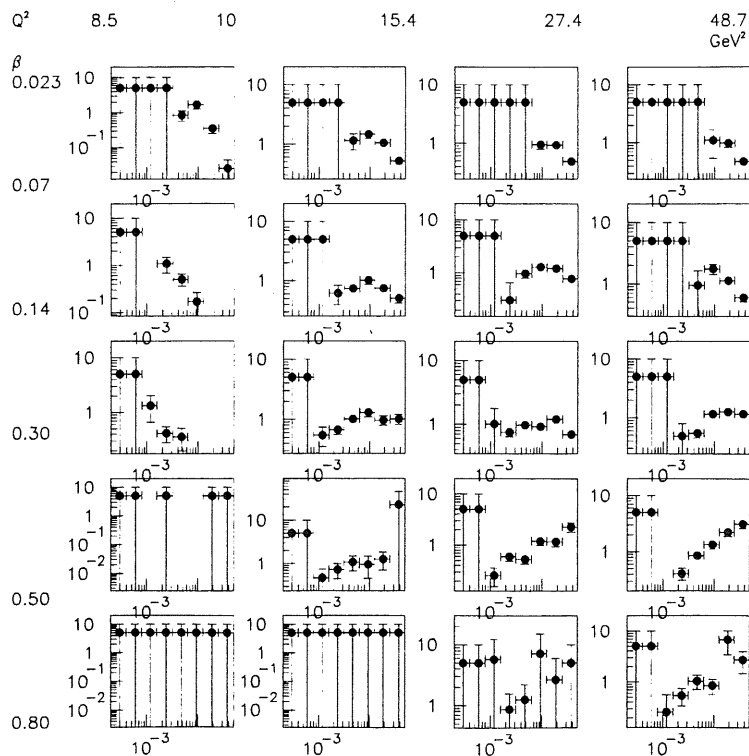
Figuur 4.67: Cel zuiverheden, derde p_T interval. De rijen komen overeen met β - intervallen, van boven naar beneden: 0.023 - 0.07 - 0.14 - 0.30 - 0.50 - 0.80. De kolommen komen overeen met Q^2 intervallen: van links naar rechts: 8.5 - 10.0 - 15.4 - 27.4 - 48.7 GeV^2 .



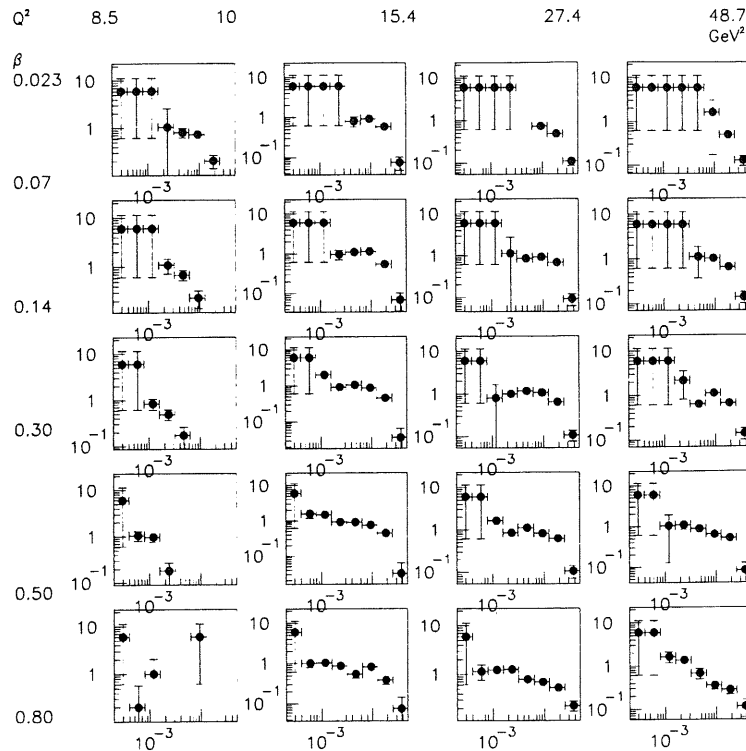
Figuur 4.68: Cel migratie-factoren, eerste p_T interval. De rijen komen overeen met β - intervallen, van boven naar beneden: 0.023 - 0.07 - 0.14 - 0.30 - 0.50 - 0.80. De kolommen komen overeen met Q^2 intervallen: van links naar rechts: 8.5 - 10.0 - 15.4 - 27.4 - 48.7 GeV^2 .



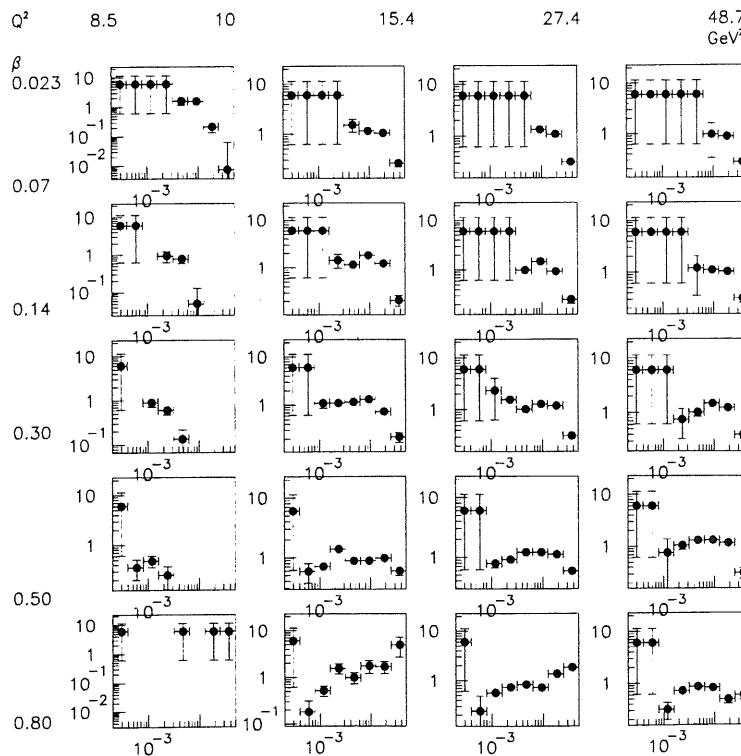
Figuur 4.69: Cel migratie-factoren, tweede p_T interval. De rijen komen overeen met β - intervallen, van boven naar beneden: 0.023 - 0.07 - 0.14 - 0.30 - 0.50 - 0.80. De kolommen komen overeen met Q^2 intervallen: van links naar rechts: 8.5 - 10.0 - 15.4 - 27.4 - 48.7 GeV^2 .



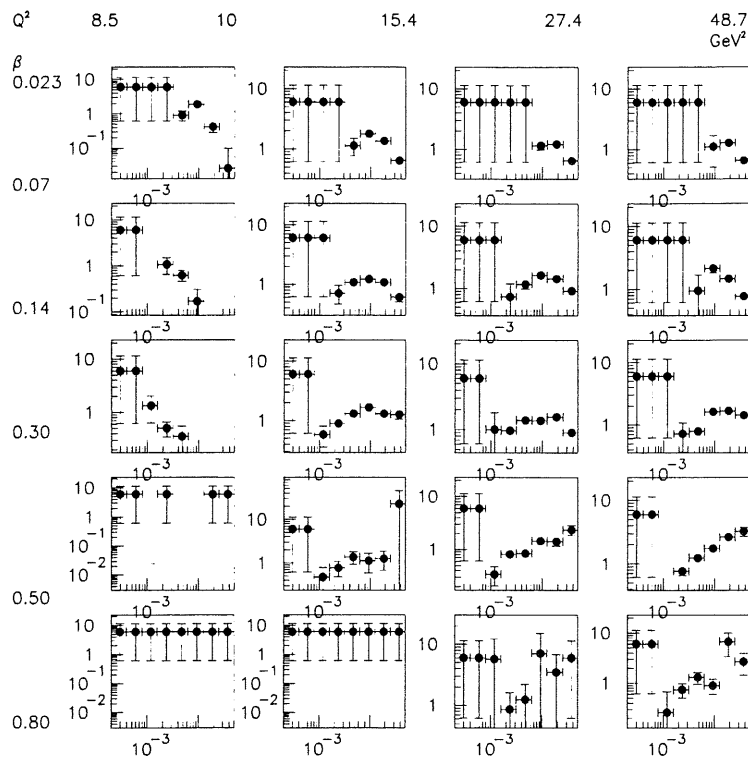
Figuur 4.70: Cel migratie-factoren, derde p_T interval. De rijen komen overeen met β - intervallen, van boven naar beneden: 0.023 - 0.07 - 0.14 - 0.30 - 0.50 - 0.80. De kolommen komen overeen met Q^2 intervallen: van links naar rechts: 8.5 - 10.0 - 15.4 - 27.4 - 48.7 GeV^2 .



Figuur 4.71: Cel correctie-factoren, eerste p_T interval. De rijen komen overeen met β - intervallen, van boven naar beneden: 0.023 - 0.07 - 0.14 - 0.30 - 0.50 - 0.80. De kolommen komen overeen met Q^2 intervallen: van links naar rechts: 8.5 - 10.0 - 15.4 - 27.4 - 48.7 GeV^2 .



Figuur 4.72: Cel correctie-factoren, tweede p_T interval. De rijen komen overeen met β - intervallen, van boven naar beneden: 0.023 - 0.07 - 0.14 - 0.30 - 0.50 - 0.80. De kolommen komen overeen met Q^2 intervallen: van links naar rechts: 8.5 - 10.0 - 15.4 - 27.4 - 48.7 GeV^2 .



Figuur 4.73: Cel correctie-factoren, derde p_T interval. De rijen komen overeen met β - intervallen, van boven naar beneden: 0.023 - 0.07 - 0.14 - 0.30 - 0.50 - 0.80. De kolommen komen overeen met Q^2 intervallen: van links naar rechts: 8.5 - 10.0 - 15.4 - 27.4 - 48.7 GeV^2 .

Besluit

Het staal diep in-elastische, foton-dissociatieve diffractieve gebeurtenissen dat door de H1 collaboratie werd waargenomen in 1994 werd geanalyseerd in functie van de grootheden x_P , Q^2 , β en p_T . Dat is een uitbreiding ten opzichte van de reeds uitgevoerde $F_2^{D(3)}$ -analyse met een grootheid p_T die functie is van de structuur van de diffractieve hadronische eindtoestand en die een licht kan werpen op de dynamica van het onderliggende partonisch proces indien zo een proces aanwezig is. In de $F_2^{D(3)}$ -analyse was reeds aangetoond dat de factorisatie van de werkzame doorsnede in een pomeron-flux en een structuurfunctie gebroken is. Dat kan verklaard worden door een simultane uitwisseling van een pomeron en een reggeon, zodat men nog steeds aan het pomeron een partonische interpretatie kan geven (en indien men dat doet stelt men vast dat het pomeron een hoge gluon-inhoud heeft). Door gebruik te maken van p_T , een grootheid die bekomen wordt door het toepassen van een thrust-analyse op de hadronische eind-toestand van de bestudeerde gebeurtenissen en waarvan voor een eenvoudig model werd aangetoond dat ze een sterk verband houdt met \hat{p}_t van het harde onderliggende proces, trachten we het voorgestelde model explicieter te toetsen.

We vinden de reeds geconstateerde factorisatie-breking van $F_2^{D(3)}$ in functie van β terug. Bovendien kunnen we vaststellen dat $F_{2,p_T}^{D(3)}$ een bijkomende factorisatieschending vertoont in p_T : een grotere waarde van p_T geeft aanleiding tot een iets grotere waarde van de effectieve Regge-intercept n . Deze factorisatieschending kan kwantitatief verklaard worden door een Monte Carlo model waarin naast een Pomeron traject tevens een subdominant Regge traject wordt uitgewisseld en waarin beide trajecten een partonische inhoud hebben.

Daar waar dit model reeds vooropgesteld was om de factorisatie-breking in β te kunnen verklaren, werd door deze analyse voor de eerste keer ook vanuit de interne structuur van de eind-toestand (via de thrust analyse) de validiteit van dat model getoetst. De waargenomen factorisatieschending in p_T is bijgevolg te verklaren door een samenspel van de uitwisseling van een Pomeron en een subdominant Regge traject, waar beiden interacties ondergaan die te beschrijven zijn als perturbatieve parton-foton interacties.

Bibliografie

- [AP77] G. Altarelli and G. Parisi. *Nucl. Phys. B* 126, page 297, 1977.
- [BL78] Ya Balitskij and L.N. Lipatov. *Sov. J. Nucl. Phys.* 28, page 822, 1978.
- [Bru89] R. Brun. *GEANT Long Write-Up*. CERN, 1989.
- [Cha67] H.M. Chan. High-energy reactions and regge poles. Technical report, CERN, 1967. Lectures given in the Academic Training Program.
- [Col] H1 Collaboration. The tracking, calorimeter and muon detectors of the h1 experiment at hera. *Nucl. Instrum. Methods A* 386, page 348.
- [Col77] P.D.B. Collins. *An Introduction to Regge Theory and High Energy Physics*. Cambridge University Press, 1977.
- [Col91] H1 Collaboration. *Guide to simulation program H1SIM*, 1991.
- [Col93] ZEUS Collaboration. *Phys. Lett. B*315, page 481, 1993.
- [Col94] WA91 Collaboration. *Phys. Lett. B*234, page 227, 1994.
- [Col95a] H1 Collaboration. First measurement of the deep-inelastic structure of proton diffraction. *Phys. Lett. B*348, page 681, 1995.
- [Col95b] H1 Collaboration. The gluon density of the proton at low x from a qcd analysis of f_2 . *Phys. Lett. B*354, page 494, 1995.
- [Col95c] H1 Collaboration. A measurement of the proton structure function $f_2(x, q^2)$. *Nucl. Phys. B*439, page 471, 1995.
- [Col95d] H1 Collaboration. Measurement of the total photon proton cross section and its decomposition at 200 gev centre of mass energy. *Z. Phys. C*69, 1995.
- [Col95e] H1 Collaboration. Observation of hard processes in rapidity gap events in $\gamma - p$ interactions at hera. *Nucl. Phys. B*435, page 3, 1995.
- [Col96] ZEUS Collaboration. Deep inelastic diffractive results with the zeus leading proton spectrometer. Technical report, DESY, 1996.
- [Col97a] H1 Collaboration. Determination of the longitudinal proton structure function $f_L(x, q^2)$ at low x . *Phys. Lett B*393, page 492, 1997.
- [Col97b] H1 Collaboration. The h1 detector at hera. *Nucl. Instrum. Methods A* 386, page 310, 1997.
- [Col97c] H1 Collaboration. Inclusive measurement of diffractive deep-inelastic ep scattering. *Submitted to Zeit. f. Phys. C*, 1997.
- [Col97d] H1 Collaboration. Observation of a dependence on p_t^{thrust} of factorisation breaking in diffractive deep-inelastic ep scattering. Submitted to the International Europhysics Conference on High Energy Physics HEP97, Jerusalem, August 1997.
- [CRRVE94] F. Charles, S. Reinshagen, R. Roosen, and P. Van Esch. Photoproduction as background in deep inelastic scattering at low x . H1-note H1-09/94-380, DESY, 1994.
- [DL84a] Donnachie and Landshoff. *Nucl. Phys. B*231, page 189, 1984.

- [DL84b] Donnachie and Landshoff. *Nucl. Phys. B*244, page 322, 1984.
- [Dok77] Yu. L. Dokshitzer. *Sov. Phys. JETP* 46, page 641, 1977.
- [DPM] John Dainton, Julian Phillips, and Andrew Mehta. Systematische effecten die mogelijk een rol spelen in het geval van een analyse van diffractieve diep-inelastische gebeurtenissen op basis van de ervaring opgedaan bij het opmeten van de diffractieve structuurfunctie. Persoonlijke mededelingen.
- [ea90] G. Bertrand-Coremans et al. Construction of a cylindrical mwpc for the central tracking detector of h1. *Nucl. Phys. B*, page 518, 1990.
- [Euc00] Euclides. *The Elements*. Ongekende uitgever, -200.
- [Evr96] Erik Evrard. *Measurement of the Proton Structure Function $F_2(x, Q^2)$ and the Gluon Density of the Proton at low x using Deep Inelastic ep scattering at the H1 detector*. PhD thesis, Vrije Universiteit Brussel, 1996.
- [Gar] Zaali Garuchava. Reconstructie-algoritmen, gebruikt bij de spoorreconstructie in de fps. Persoonlijke mededeling.
- [GL72] V.N. Gribov and L.N. Lipatov. *Sov. J. Nucl. Phys.* 15, page 438, 1972.
- [groa] H1 Calorimeter group. Beste schatting voor de systematische onzekerheid op energiemetingen van de vloeibare argon calorimeter. Persoonlijke mededelingen.
- [grob] LUND group. *The Lund Monte Carlo (LEPTO 6.1) for deep inelastic Lepton-Nucleon Scattering*.
- [Gro94] The Particle Data Group. Review of particle properties. *Phys Rev*, 1994.
- [gro95] H1 BEMC group. The h1 backward calorimeter bemc and its inclusive electron trigger. preprint 95-177, DESY, 1995.
- [HM84] Frans Halzen and A.D. Martin. *Quarks and leptons: An introductory course in modern particle physics*. John Wiley and Sons, 1984.
- [IB91] G Ingelman and W. Buchmuller, editors. *Proceedings of the Workshop Physics at HERA*, 1991.
- [IS85] Gunnar Ingelman and P.E. Schlein. Jet structure in high mass diffractive scattering. *Phys. Lett.* 152B, page 256, 1985.
- [Jam94] F. James. *MINUIT Long Write-Up*. CERN, 1994.
- [Jun93] Hannes Jung. Hard diffractive scattering in high energy ep collisions and the monte carlo generator raggap. Technical Report 93-182, DESY, 1993.
- [KLF77] E.A. Kuraev, L.N. Lipatov, and V. Fadin. *Sov. Phys. JETP* 45, page 199, 1977.
- [KV92] Gerhard Knies and Alice Valkarova. Comparison of cluster, cone and event-decomposition jet algorithms. Technical Report H1-12/92-257, DESY, 1992.
- [Laf97] Bertrand Laforge. *Etude des événements à di-jets dans la diffusion profondément inélastique avec large intervalle de rapidité dans l'expérience H1 auprès de l'accélérateur HERA*. PhD thesis, l'Université de Paris-sud, 1997.
- [Lis] Benno List. Structuur van de geometrische beschrijving van de voorwaartse bundellijn. Persoonlijke mededeling.
- [Lis96] Benno List. *Tiefunelastische ep-Streuung bei HERA unter Nachweis eines vorwärts gestreuten Protons*. PhD thesis, Universitat Hamburg, 1996.
- [Mah] Hanna Mahlke. Verdere aanpassingen aan de fps simulatie programmatuur. Persoonlijke mededeling.
- [Meh94] Andrew Mehta. *Measurement of the Diffractive Proton Structure Function and Calibration of the Forward Muon Detector at H1*. PhD thesis, University of Manchester, 1994.
- [Meh96] A. Mehta. New results on diffractive deep inelastic scattering. Invited talk at the Topical Conf. on Hard Diffraction, Eilat, 1996.

- [Mut87] T. Muta. *Foundations of Quantum Chromodynamics*. World Scientific Publishing, Singapore, 1987.
- [Phi94] Julian Phillips. *The Deep Inelastic Structure of Diffraction*. PhD thesis, University of Manchester, 1994.
- [Rob90] R.G. Roberts. *The Structure of the Proton*. Cambridge University Press, 1990.
- [Sak85] J.J. Sakurai. *Modern Quantum Mechanics*. Addison-Wesley Publishing Company, 1985.
- [Sjo94] T. Sjostrand. Jetset 7.3 and 7.4. *Comp. Phys. Com.* 82, page 74, 1994.
- [VH96a] A. Valkarova and H1. Thrust jet analysis of diffractive deep-inelastic scattering events at hera. DESY preprint 96-162, DESY, 1996.
- [VH96b] A. Valkarova and H1. Thrust jet analysis of final states in deep inelastic large rapidity gap events. DESY preprint 96-210, DESY, 1996.
- [Wii89] B.H. Wiik. Machine and experiment. In *Proc. of the XXIV Int. Conf. on HEP*. Springer Verlag, 1989.

Bijlage A

Niet-relativistische potentiaal-verstrooiing.

Het is de bedoeling enkele betrekkingen die geciteerd zijn in de tekst en die slaan op niet-relativistische verstrooiing in een kader te plaatsen. We behandelen een vrije niet-relativistische Hamiltoniaan die een potentiaal-term erbij krijgt en gaan na hoe deze bijdrage de originele vrije oplossingen modificeert. De meeste begrippen zijn zonder wijziging ook relativistisch toepasbaar.

A.1 De Lippman — Schwinger vergelijking en transitie-operator

We gaan uit van de volgende situatie:

- een vrije Hamiltoniaan H_0
- een lokale potentiaal V , $H = H_0 + V$
- het spectrum van zowel H_0 als van H is continu.

Beschouw een oplossing $|\phi\rangle$ van:

$$H_0|\phi\rangle = E|\phi\rangle \quad (\text{A.1})$$

We zoeken overeenkomstige oplossingen $|\psi\rangle$ van:

$$H|\psi\rangle = E|\psi\rangle \quad (\text{A.2})$$

Formeel zou men kunnen schrijven:

$$|\psi\rangle = \frac{1}{E - H_0} V |\psi\rangle + |\phi\rangle \quad (\text{A.3})$$

maar jammer genoeg is de operator $E - H_0$ niet inverseerbaar (want E is een eigenwaarde). Vandaar dat men een kleine complexe modificatie invoert:

$$|\psi^\pm\rangle = \frac{1}{E - H_0 \pm i\epsilon} V |\psi^\pm\rangle + |\phi\rangle \quad (\text{A.4})$$

Deze vergelijking noemt men de *Lippman-Schwinger* vergelijking. Definieert men nu formeel:

$$V|\psi^\pm\rangle = T^\pm|\phi\rangle \quad (\text{A.5})$$

dan werkt men dit gemakkelijk uit tot:

$$T^\pm|\phi\rangle = V|\phi\rangle + V \frac{1}{E - H_0 \pm i\epsilon} T^\pm|\phi\rangle \quad (\text{A.6})$$

en gezien (voor alle E) $|\phi\rangle$ een volledig stel vormt,

$$T^\pm = V + V \frac{1}{E - H_0 \pm i\epsilon} T^\pm \quad (\text{A.7})$$

Deze formele vergelijking kan iteratief opgelost worden:

$$T^\pm = V + V \frac{1}{E - H_0 \pm i\epsilon} V + V \frac{1}{E - H_0 \pm i\epsilon} V \frac{1}{E - H_0 \pm i\epsilon} V + \dots \quad (\text{A.8})$$

A.2 Sferisch symmetrische, lokale potentiaal

Indien V sferisch symmetrisch is, dan geldt $[L^2, T] = 0$ en $[L, T] = 0$. In dat geval herleidt het toepassen van de stelling van Wigner-Eckart zich tot:

$$\langle E', l', m' | T | E, l, m \rangle = T_l(E) \cdot \delta_{ll'} \delta_{mm'} \quad (\text{A.9})$$

Indien we bovendien onderstellen dat de potentiaal lokaal is, geldt:

$$\langle \mathbf{x}' | V | \mathbf{x}'' \rangle = V(\mathbf{x}') \delta^3(\mathbf{x}' - \mathbf{x}'') \quad (\text{A.10})$$

A.3 Verstrooiing van een vlakke golf aan een sferische potentiaal.

Beschouwen we de 'vrije' golf functie:

$$\langle \mathbf{x} | \phi \rangle = \frac{e^{i\mathbf{p}\mathbf{x}/\hbar}}{(2\pi\hbar)^{3/2}} = \frac{e^{i\mathbf{k}\mathbf{x}}}{(2\pi\hbar)^{3/2}} \quad (\text{A.11})$$

De golf functie(s) $|\psi^\pm\rangle$ na het invoeren van de potentiaal V wordt dan:

$$\langle \mathbf{x} | \psi^\pm \rangle = \langle \mathbf{x} | \phi \rangle + \int d^3\mathbf{x}' \langle \mathbf{x} | \frac{1}{E - H_0 \pm i\epsilon} | \mathbf{x}' \rangle \cdot \langle \mathbf{x}' | V | \psi^\pm \rangle \quad (\text{A.12})$$

Door gebruik te maken van het feit dat $H_0 = \frac{p^2}{2m}$ en wat rekenwerk kan men tonen dat dit equivalent is met:

$$\langle \mathbf{x} | \psi^\pm \rangle = \langle \mathbf{x} | \phi \rangle - \frac{2m}{\hbar^2} \int d^3\mathbf{x}' \frac{e^{\pm i\mathbf{k}|\mathbf{x}-\mathbf{x}'|}}{4\pi|\mathbf{x}-\mathbf{x}'|} \cdot \langle \mathbf{x}' | V | \psi^\pm \rangle \quad (\text{A.13})$$

Op grote afstand van het potentiaal-centrum herleidt deze betrekking zich in goede benadering tot:

$$\langle \mathbf{x} | \psi^\pm \rangle = \frac{1}{(2\pi\hbar)^{3/2}} \left(e^{i\mathbf{k}\mathbf{x}} + \frac{e^{\pm i\mathbf{k}r}}{r} f^\pm(\mathbf{k}', \mathbf{k}) \right) \quad (\text{A.14})$$

met:

$$f^\pm(\mathbf{k}', \mathbf{k}) = -\frac{1}{4\pi} (2\pi)^3 \frac{2m}{\hbar^2} \langle \pm \mathbf{k}' | V | \psi^\pm \rangle = -\frac{1}{4\pi} (2\pi)^3 \frac{2m}{\hbar^2} \langle \pm \mathbf{k}' | T^\pm | \mathbf{k} \rangle \quad (\text{A.15})$$

en waarin \mathbf{k}' gedefinieerd is als:

$$\mathbf{k}' = k \frac{\mathbf{x}}{|\mathbf{x}|} \quad (\text{A.16})$$

Voor een sferisch symmetrische potentiaal kunnen we dit uitwerken tot:

$$f^\pm(\mathbf{k}', \mathbf{k}) = -\frac{1}{4\pi} (2\pi)^3 \frac{2m}{\hbar^2} \sum_l \sum_m \sum_{l'} \sum_{m'} \int dE \int dE' \langle \mathbf{k}' | E' l' m' \rangle \langle E' l' m' | T | E l m \rangle \langle E l m | \mathbf{k} \rangle \quad (\text{A.17})$$

$$= -\frac{1}{4\pi} (2\pi)^3 \frac{2m}{\hbar^2} \frac{\hbar^2}{mk} \sum_l \sum_m T_l \left(E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} \right) Y_l^m(\mathbf{k}') \cdot Y_l^{m,*}(\mathbf{k}) \quad (\text{A.18})$$

$$= -\frac{4\pi^2}{k} \sum_l \sum_m T_l \left(E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} \right) Y_l^m(\mathbf{k}') \quad (\text{A.19})$$

Indien we nu de invallende vlakke golf volgens de z -as laten invallen, en we houden rekening met:

$$Y_l^m(\mathbf{1}_z) = \sqrt{\frac{2l+1}{4\pi}} \delta_{m,0} \quad (\text{A.20})$$

en

$$Y_l^0(\mathbf{k}') = \sqrt{\frac{2l+1}{4\pi}} P_l(\cos \theta) \quad (\text{A.21})$$

dan kunnen we schrijven:

$$f^\pm(\mathbf{k}', \mathbf{k}) = f^\pm(\theta) = \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) f_l^\pm(k) P_l(\cos \theta) \quad (\text{A.22})$$

waarin

$$f_l^\pm(k) = \mp \frac{\pi T_l^\pm(E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m})}{k} \quad (\text{A.23})$$

Vlakke golven kunnen uitgeschreven worden in de basis van harmonische functies:

$$\frac{e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}}}{(2\pi)^{3/2}} = \sum_l (2l+1) i^l j_l(kr) P_l(\hat{\mathbf{k}}\hat{\mathbf{r}}) \quad (\text{A.24})$$

waar j_l de sferische Besselfuncties voorstellen. Sferische Besselfuncties hebben volgende eigenschap:

$$\lim_{x \rightarrow \infty} j_l(x) \rightarrow \frac{1}{x} \cos\left(x - \frac{(l+1)\pi}{2}\right) = \frac{1}{x} \sin\left(x - \frac{l\pi}{2}\right) = \frac{e^{i(x - \frac{l\pi}{2})} - e^{-i(x - \frac{l\pi}{2})}}{2ix} \quad (\text{A.25})$$

Brengen we deze harmonische expansies in onze betrekking voor $\langle \mathbf{x} | \psi^\pm \rangle$ dan bekommen we uiteindelijk:

$$\langle \mathbf{x} | \psi^\pm \rangle = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \sum_l (2l+1) \frac{P_l(\cos\theta)}{2ik} \left((1 + 2ik f_l^\pm(k)) \frac{e^{ikr}}{r} - \frac{e^{-i(kr - l\pi)}}{r} \right) \quad (\text{A.26})$$

In vergelijking met de harmonische expansie van een vlakke golf zien we dat het effect van een potentiaal V is dat de coëfficiënt van de uitgaande sferische golven op volgende wijze gemodificeerd wordt:

$$1 \rightarrow 1 + 2ik f_l(k) \quad (\text{A.27})$$

terwijl de inkomende sferische golven niet veranderen. Uit de unitariteit van de evolutie van de golf functie kan men afleiden dat moet gelden:

$$|1 + 2ik f_l(k)| = 1 \quad (\text{A.28})$$

Definiëren we nu:

$$S_l(k) = 1 + 2ik f_l(k) = e^{2i\delta_l(k)} \quad (\text{A.29})$$

en inverseren we die betrekking, dan kunnen we schrijven:

$$f(\theta) = \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) \left(\frac{S_l - 1}{2ik} P_l(\cos\theta) \right) = \frac{1}{k} \sum_l (2l+1) e^{i\delta_l} \sin \delta_l P_l(\cos\theta) \quad (\text{A.30})$$

Het verband met de werkzame doorsnede is het volgende: verstrooiing in een infinitesimale ruimte-hoek $d\Omega$ die niet op de z -as ligt kan enkel afkomstig zijn van de *afwijking* van de golf functie van een vlakke golf. Men toont gemakkelijk aan dat:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f(\mathbf{k}, \mathbf{k}')|^2 = |f(\theta)|^2 \quad (\text{A.31})$$

Bijgevolg noemt men $f(\theta)$ de *verstrooiingsamplitude* van de potentiaal onder hoek θ . Uit bovenstaande expressie voor $f(\theta)$ kan men gemakkelijk de totale werkzame doorsnede afleiden:

$$\sigma_{\text{tot}} = \int |f(\theta)|^2 d\Omega = \frac{4\pi}{k^2} \sum_l (2l+1) \sin^2 \delta_l \quad (\text{A.32})$$

A.4 Het optisch theorema

Het optische theorema — centrale ingrediënt in diffractieve verstrooiing — geeft een verband aan tussen *het imaginaire deel van de voorwaartse verstrooiingsamplitude* enerzijds, en de *totale werkzame doorsnede* anderzijds. Men heeft:

$$\text{Im} f(\theta = 0) = \frac{k\sigma_{\text{tot}}}{4\pi} \quad (\text{A.33})$$

Schets van het bewijs:

$$\text{Im} f(\theta = 0) = \text{Im} \left(-\frac{1}{4\pi} \frac{2m}{\hbar^2} (2\pi)^3 \langle \mathbf{k} | T | \mathbf{k} \rangle \right) \quad (\text{A.34})$$

Verkorten we nu $|\psi^+ \rangle$ tot $|\psi \rangle$, dan bekommen we door gebruik te maken van $|\mathbf{k} \rangle = |\phi \rangle$:

$$\text{Im} \langle \mathbf{k} | T | \mathbf{k} \rangle = \text{Im} \langle \mathbf{k} | V | \psi \rangle = \text{Im} \left(\langle \psi | - \langle \psi | V \frac{1}{E - H_0 - i\epsilon} \right) | V | \psi \rangle \quad (\text{A.35})$$

Gebruikt men:

$$\frac{1}{E - H_0 - i.\epsilon} = P \left(\frac{1}{E - H_0} \right) + i\pi\delta(E - H_0) \quad (\text{A.36})$$

en beseft men dat zowel V als $P \left(\frac{1}{E - H_0} \right)$ zelf-toegevoegde operatoren zijn (zodat het imaginaire deel van hun diagonaal elementen nul is), dan vindt men:

$$\text{Im} \langle \mathbf{k}|T|\mathbf{k} \rangle = -\pi \langle \psi|V\delta(E - H_0)|\psi \rangle \quad (\text{A.37})$$

wat zich laat herleiden tot:

$$\text{Im} \langle \mathbf{k}|T|\mathbf{k} \rangle = -\pi \langle \mathbf{k}|T^\dagger\delta(E - H_0)T|\mathbf{k} \rangle \quad (\text{A.38})$$

Om de delta functie te kunnen uitwerken gebruiken we de sluitingsrelatie:

$$\text{Im} \langle \mathbf{k}|T|\mathbf{k} \rangle = -\pi \int d^3\mathbf{k}' \langle \mathbf{k}|T^\dagger|\mathbf{k}' \rangle \langle \mathbf{k}'|\delta(E - H_0)T|\mathbf{k} \rangle \quad (\text{A.39})$$

Na het uitwerken bekomt men:

$$\text{Im} \langle \mathbf{k}|T|\mathbf{k} \rangle = -\pi \int d\Omega' \frac{mk}{\hbar^2} |\langle \mathbf{k}'|T|\mathbf{k} \rangle|^2 \quad (\text{A.40})$$

Herinnert men zich:

$$f(\theta) = -\frac{1}{4\pi} (2\pi)^3 \frac{2m}{\hbar^2} \langle \mathbf{k}'|T|\mathbf{k} \rangle \quad (\text{A.41})$$

dan geeft dit:

$$\text{Im} f(\theta = 0) = \text{Im} \left(-\frac{1}{4\pi} \frac{2m}{\hbar^2} (2\pi)^3 \langle \mathbf{k}|T|\mathbf{k} \rangle \right) = -\frac{1}{4\pi} \frac{2m}{\hbar^2} (2\pi)^3 (-\pi) \int d\Omega' \frac{mk}{\hbar^2} |\langle \mathbf{k}'|T|\mathbf{k} \rangle|^2 = \frac{k\sigma_{\text{tot}}}{4\pi} \quad (\text{A.42})$$

wat de optische stelling bewijst.

A.5 Gebonden toestanden.

Onderstel nu dat er exacte oplossingen van de Hamiltoniaan zijn met negatieve energie-waarden (dus stellen die gebonden toestanden voor). We beschouwen het speciale geval $l = 0$. We gaan ervan uit dat we bovenstaande theorie kunnen uitbreiden naar negatieve energieën. Over het algemeen hebben die gebonden toestanden ten gevolge van de symmetrie van de potentiaal V een lange-afstands gedrag dat gaat zoals:

$$\frac{e^{-\kappa r}}{r} \quad (\text{A.43})$$

Indien men dat wil schrijven onder de gedaante:

$$A. \left(S_{l=0}(k) \frac{e^{ikr}}{r} - \frac{e^{-ikr}}{r} \right) \quad (\text{A.44})$$

dan ziet men dat men die oplossing kan inpassen indien men aanvaardt dat bij $k = i\kappa$, $S_{l=0}(k)$ een pool heeft. Dat stelt geen probleem voor unitariteit, want $|S_l(k)| = 1$ moet natuurlijk enkel gelden voor positieve k . Een simpel voorbeeld van een $S_l(k)$ die voldoet aan:

- pool in $k = i\kappa$
- $|S_0(k)| = 1$ voor $k > 0$
- $S_0(k = 0) = 1$

is bijvoorbeeld:

$$S_0(k) = \frac{-k - i\kappa}{k - i\kappa} \quad (\text{A.45})$$

A.6 Resonanties

Resonanties zijn quasi-gebonden toestanden met $E_r > 0$. Om echt gebonden toestanden te bekomen met $E > 0$ heeft men een oneindig grote potentiaal-barriere nodig. Indien een potentiaal-barriere eindig is, 'lekt' een deel van de oplossing naar het oneindige. Men kan tonen dat σ een uitgesproken piek vertoont indien $E(k)$ in de buurt komt van E_r . Voor analytische functies betekent dit dat $S_l(k)$ een complexe pool moet bezitten kort bij de positieve reële k -as. Een typisch voorbeeld van zulk een geval is:

$$f_l(k) = -\frac{\Gamma/2}{k((E - E_r) + \frac{i\Gamma}{2})} \quad (\text{A.46})$$

beter bekend onder de naam Breit-Wigner formule. De bijhorende $S_l(E)$ is:

$$S_l(E) = \frac{(E - E_r) - \frac{i\Gamma}{2}}{(E - E_r) + \frac{i\Gamma}{2}} \quad (\text{A.47})$$

Men verifieert gemakkelijk dat $|S_l(E)| = 1$.

Bijlage B

De grootheid t .

De Mandelstam veranderlijke t van de proton-elektron interactie is gelijk aan:

$$t = (p - p')^2 \quad (\text{B.1})$$

Als we dat in het laboratorium referentie systeem uitwerken, levert dat (met aanname dat de massa van het verstrooide Y systeem gewoon de massa van een proton is):

$$t = 2m_p^2 - 2(E_p E'_p - \cos \theta_p p p') \quad (\text{B.2})$$

waarin m_p de massa van het proton voorstelt, E_p en E'_p respectievelijk de energieën van het invallende (bundel) proton en het verstrooide proton zijn, en p en p' de bijhorende impulsen. θ_p is de hoek tussen de bundel-richting en de richting van het verstrooide proton en is over het algemeen zeer klein. Definiëren we:

$$\alpha = \frac{m_p}{p} \quad (\text{B.3})$$

$$\beta = \frac{m_p}{p'} \quad (\text{B.4})$$

dan kan t herschreven worden als:

$$t = \frac{m_p^2}{\alpha\beta} \left(2\alpha\beta - 2 \left(\sqrt{\alpha^2 + 1} \sqrt{\beta^2 + 1} - \cos \theta \right) \right) \quad (\text{B.5})$$

We onderstellen dat α en β relatief kleine parameters zijn. Een reeks-ontwikkeling in α en β levert ons:

$$t = \frac{m_p^2}{\alpha\beta} \left(2 \cos \theta - 2 - \alpha^2 + 2\alpha\beta - \beta^2 + O^3(\alpha, \beta) \right) = \frac{m_p^2}{\alpha\beta} \left(-(\alpha - \beta)^2 - 4 \sin^2 \left(\frac{\theta}{2} \right) \right) + O^3(\alpha, \beta) \quad (\text{B.6})$$

Terug naar de originele grootheden, vinden we:

$$-t \approx m_p^2 \frac{(p - p')^2}{pp'} + 4pp' \sin^2 \left(\frac{\theta}{2} \right) \quad (\text{B.7})$$

Als we nu bovendien de onderstelling maken dat we bij relatief lage x_p werken, zodat $p' \approx p(1 - x_p)$, en dat de hoek θ_p vrij klein is zodat $\sin \frac{\theta_p}{2} \approx \frac{1}{2} \sin \theta_p$ dan bekommen we:

$$-t \approx x_p^2 m_p^2 + p^2 \cdot \sin^2 \theta_p \quad (\text{B.8})$$

waarbij deze laatste term te herkennen is als p_t , de transversale impuls van het proton (en dus ook van het Pomeron). De eerste term is verwaarloosbaar ten opzichte van de tweede (de tweede is van de orde van 0.01 GeV^2 terwijl de eerste van 10^{-4} GeV^2 of kleiner is).

Bijlage C

Thrust.

C.1 Thrust

De klassieke definitie van *thrust* is de volgende:

$$T = \frac{\max_a (\sum_i |\mathbf{a} \cdot \mathbf{p}_i|)}{\sum_i |\mathbf{p}_i|} \quad (\text{C.1})$$

Hierin is \mathbf{a} een eenheidsvector en zijn de \mathbf{p}_i de Euklidische 3-vectoren van de deeltjes-impulsen in de eindtoestand, zoals berekend in het massa-middelpunt van de beschouwde eindtoestand. De richting aangegeven door die \mathbf{a} die de uitdrukking voor T extremaliseert heet de *thrust as*. Deze zal in onze analyse een cruciale rol spelen. Ten gevolge van het absolute-waarde teken kan in deze expressie geen analytische methode gebruikt worden om het maximum te bepalen.

Niettemin heeft deze uitdrukking een aantal aantrekkelijke eigenschappen. Beschouw een stel 3-dimensionale Euklidische vectoren $\{\mathbf{p}_i\}$, zodanig dat $\sum_i \mathbf{p}_i = 0$ (massa middelpunt). Beschouw nu een partitie in 2 delen A en B van deze verzameling, zodat $|\mathbf{a} = \sum_A \mathbf{p}_i|$ de grootste waarde heeft. Dan geldt de eigenschap dat $\mathbf{a} \cdot \mathbf{p}_i \geq 0$ voor elke \mathbf{p}_i in A , en $\mathbf{a} \cdot \mathbf{p}_i \leq 0$ voor elke \mathbf{p}_i in B . Dit kan men als volgt inzien: indien een vector \mathbf{k} van A toch $\mathbf{k} \cdot \mathbf{a} \leq 0$ zou hebben, had men die vector \mathbf{k} niet in A mogen meenemen want $|\mathbf{a} - \mathbf{k}|^2 = \mathbf{a}^2 + \mathbf{k}^2 - 2\mathbf{k} \cdot \mathbf{a} \geq \mathbf{a}^2$. Bijgevolg gaf A geen aanleiding tot de grootst mogelijke \mathbf{a} , zoals was vooropgesteld. Op gelijkaardige wijze toont men aan dat als een vector \mathbf{k} in B , toch een $\mathbf{k} \cdot \mathbf{a} \geq 0$ zou hebben, men \mathbf{k} beter had opgenomen in A . Nemen we die vector \mathbf{a} als kandidaat voor de thrust *as*, dan kunnen we schrijven:

$$T = \frac{(\sum_i |(\sum_j \xi_j \mathbf{p}_j) \cdot \mathbf{p}_i|)}{(\sum_i |\mathbf{p}_i|) |\sum_j \xi_j \mathbf{p}_j|} \quad (\text{C.2})$$

waarin $\xi_j = 1$ indien \mathbf{p}_j behoort tot de verzameling A en $\xi_j = -1$ indien \mathbf{p}_j behoort tot de verzameling B . Uit het voorgaande volgt dat $\sum_j \xi_j \mathbf{p}_j$ gewoon twee maal de vector \mathbf{a} is van daarnet, zodat $|(\sum_j \xi_j \mathbf{p}_j) \cdot \mathbf{p}_i| = \xi_i (\sum_j \xi_j \mathbf{p}_j) \cdot \mathbf{p}_i$, en de uitdrukking voor de thrust zich herleidt tot:

$$T = \frac{(\sum_i \xi_i (\sum_j \xi_j \mathbf{p}_j) \cdot \mathbf{p}_i)}{(\sum_i |\mathbf{p}_i|) |\sum_j \xi_j \mathbf{p}_j|} = \frac{(\sum_i \xi_i \mathbf{p}_i)^2}{(\sum_i |\mathbf{p}_i|) |\sum_j \xi_j \mathbf{p}_j|} \quad (\text{C.3})$$

oftewel:

$$T = \frac{|\sum_i \xi_i \mathbf{p}_i|}{(\sum_i |\mathbf{p}_i|)} \quad (\text{C.4})$$

Het is nu relatief eenvoudig aan te tonen dat dit inderdaad de juiste oplossing is, m.a.w. dat er geen eenheidsvector \mathbf{b} bestaat zodat $|\sum_i \xi_i \mathbf{p}_i| \leq \sum_i |\mathbf{p}_i \cdot \mathbf{b}|$. Inderdaad, definieer η_i zodat $\eta_i = 1$ als $\mathbf{p}_i \cdot \mathbf{b} \geq 0$ en anders $\eta_i = -1$. We kunnen dan $\sum_i |\mathbf{p}_i \cdot \mathbf{b}|$ herschrijven als $\sum_i \eta_i \mathbf{p}_i \cdot \mathbf{b}$, oftewel $\mathbf{b} \cdot (\sum_i \eta_i \mathbf{p}_i)$. De Schwartz ongelijkheid maakt dat deze uitdrukking kleiner is dan $|\mathbf{b}| \cdot |\sum_i \eta_i \mathbf{p}_i|$. Maar we weten reeds dat $|\mathbf{b}| = 1$ en dat sommen zoals $|\sum_i \eta_i \mathbf{p}_i|$ kleiner zijn dan $|\sum_i \xi_i \mathbf{p}_i|$. Bijgevolg is de ongelijkheid bewezen.

Besluit: Thrust is steeds gelijk aan:

$$T = \frac{|\sum_i \xi_i \mathbf{p}_i|}{(\sum_i |\mathbf{p}_i|)} \quad (\text{C.5})$$

waarin $\xi_i = \pm 1$. Dit houdt in dat de oplossing voor het extremalisatie-probleem zich in een eindige verzameling bevindt (keuzen van de 2^n mogelijke teken-combinatie van ξ), met andere woorden, het probleem heeft gegarandeerd een oplossing en de oplossing kan gevonden worden in een eindig aantal stappen.

C.2 DECO thrust

De grootheid 'thrust' zoals hierboven ingevoerd is de conventionele definitie van deze grootheid. Niettemin is er [KV92] een zeer gelijkaardige grootheid gedefinieerd in zijn zogenaamde DECO schema. Het DECO schema gaat er (net zoals de conventionele definitie van thrust) vanuit dat een geparametriseerde topologische kost-functie dient geminimaliseerd. De waarden van de parameters geven ons dan de jet decompositie zoals de methode ze ziet. De kost-functie die beschouwd wordt heeft de volgende fysische betekenis: *De som van de momenta van de jets, in het massa-centrum van het hadronische systeem, gedeeld door de invariante massa van de ganse eind-toestand moet zo min mogelijk afwijken van 1.* Gezien men kan aantonen dat die som nooit groter kan zijn dan 1, is de kost-functie gelijk aan:

$$F = 1 - T_L \quad (\text{C.6})$$

Hierin stelt T_L die fameuze som voor en wordt de L -dimensionale covariante thrust T_L genoemd. De (inderdaad covariante) uitdrukking voor T_L is:

$$T_L = \frac{1}{M} \sum_{J=1}^L \sqrt{\frac{(P_J \cdot P)^2}{M^2} - P_J^2} \quad (\text{C.7})$$

Hierin is P_J de som van de 4-impulsen van de deeltjes horende bij jet J , en P de 4-impuls van het totale hadronische systeem. Alle deeltjes van de eind-toestand worden in L verschillende klassen verdeeld, en deze klassen zijn dan bij definitie de 'jets'. Een gevolg is natuurlijk dat:

$$\sum_{J=1}^L P_J = P \quad (\text{C.8})$$

In het speciale geval waarin we ons in het massa-centrum bevinden, is $P \leftrightarrow (M, 0, 0, 0)$. Dan ziet men dat:

$$T_L = \frac{1}{M} \sum_{J=1}^L \sqrt{E_J^2 - m_J^2} = \frac{\sum_J |\mathbf{p}_J|}{M} \quad (\text{C.9})$$

want $P_J \cdot P = E_J \cdot M$ en $P_J^2 = m_J^2$ en $\sqrt{E_J^2 - m_J^2} = |\mathbf{p}_J|$, met \mathbf{p}_J de drie-impuls van jet J . Als we bovendien beseffen dat in het massa-centrum, $M = \sum_J E_J = \sum_k E_k$ (waar k loopt over alle deeltjes), dan is in het massa-centrum:

$$T_L = \frac{\sum_J |\mathbf{p}_J|}{\sum_k E_k} \quad (\text{C.10})$$

Voor het geval $L = 2$ bekomen we een uitdrukking die heel erg verwant is met de conventionele definitie van thrust. Men kan inderdaad aantonen dat in dat geval het gezochte extremum bekomen wordt indien men de verzameling van deeltjes in de eind-toestand in 2 groepen opsplijst die overeen komen met de opsplitsing die ook gebruikt wordt bij conventionele thrust. In dat geval ontstaat er een natuurlijke as gegeven door de richtingsvector \mathbf{a} die samenvalt met de conventionele thrust as. Dat leidt men gemakkelijk af uit het feit dat als \mathbf{p}_1 de som is van de 3-impulsen in 1 'jet', dat dan $\mathbf{p}_2 = -\mathbf{p}_1$. We kiezen \mathbf{a} dan als richtingsvector volgens Herschrijven we dan $\mathbf{p}_1 = \sum_{k_1} \mathbf{a} \cdot \mathbf{p}_k = \sum_{k_1} |\mathbf{a} \cdot \mathbf{p}_k|$ en $\mathbf{p}_2 = \sum_{k_2} -\mathbf{a} \cdot \mathbf{p}_k = \sum_{k_2} |\mathbf{a} \cdot \mathbf{p}_k|$ dan zien we in dat:

$$T_2 = \frac{\sum_k |\mathbf{a} \cdot \mathbf{p}_k|}{\sum_k E_k} \quad (\text{C.11})$$

wat duidelijke overeenkomsten vertoont met:

$$T = \frac{\sum_k |\mathbf{a} \cdot \mathbf{p}_k|}{\sum_k |\mathbf{p}_k|} \quad (\text{C.12})$$

behalve dat er in de noemer nu E_k staat in plaats van $|\mathbf{p}_k|$. In het geval de eind-toestand volledig uit ultra-relativistische deeltjes bestaat is $E_k = |\mathbf{p}_k|$ en beide definities vallen samen. Is de massa van de deeltjes in de eind-toestand echter niet te verwaarlozen dan is $T_2 \leq T$. Inderdaad, daar waar T waarden kan aannemen in het interval $[0.5, 1]$, neemt T_2 zijn waarden in het interval $[0, 1]$. Een voorbeeld van een situatie met $T_2 = 0$ (of heel dicht bij 0) is de situatie van 2 deeltjes in rust (of bijna in rust). p_k is dan nul (of heel klein) en $E_k = m_k$. In dit extreme geval is $T = 1$ en $T_2 = 0$! Wat de p_T analyse echter betreft zijn beide aanpakken volledig equivalent gezien steeds dezelfde as in beide gevallen als thrust as wordt gereconstrueerd. Er is echter een interessante relatie tussen een aantal grootheden die geldig is voor de DECO thrust en helemaal niet geldig is voor de conventionele thrust. Inderdaad, uit $T_2 = \frac{\sum_k |\mathbf{a} \cdot \mathbf{p}_k|}{\sum_k E_k} = \frac{\sum_k |\mathbf{a} \cdot \mathbf{p}_k|}{M}$ leidt men af dat $T_2 \cdot M = \sum_k |\mathbf{a} \cdot \mathbf{p}_k|$.

Gezien $\sum_k |\mathbf{a} \cdot \mathbf{p}_k| = 2 \cdot |\mathbf{p}_{\text{jet}}|$ heeft men $T_2 \cdot M = 2 \cdot |\mathbf{p}_{\text{jet}}|$. p_T is de transversale component van 1 jet ten opzichte van de as van de invallende deeltjes. Stel ϕ gelijk aan de hoek tussen de thrust as en de as van de inkomende deeltjes. Dan geldt: $p_T = |\mathbf{p}_{\text{jet}}| \sin \phi$, oftewel:

$$p_T = \frac{1}{2} \cdot M \cdot T_2 \cdot \sin \phi \quad (\text{C.13})$$

Men mag in deze uitdrukking T_2 niet door T vervangen.

Bijlage D

Programma-structuur FPS simulatie.

In deze appendix wordt de structuur van de programma module die de simulatie van de FPS doorvoert, aangegeven, evenals de beschrijving gegeven van de originele output-databanken die de gedetailleerde simulatiegegevens bevatten.

D.1 Programma-structuur.

The structure of the simulation module for the Forward Proton Spectrometer. -----

In the following, the calling structure of the program is listed.

The GEANT part.

=====

```
1 0  JRP HIT
    =====
    * This routine treats the GUSTEP GEANT actions inside
    * of the Roman Pot sensitive volumes.

2 1  JRPINI
3 2  JRPERR
4 3  JRPERI
5 1  JRPTST
6 2  JRPERR          ==> 3
7 1  JRPFIN
8 2  JRPERR          ==> 3
9 2  JRPADD
10 2 JRPBKK
11 3 JRPWVL
12 4 JRPERR          ==> 3
13 3 JRPERR          ==> 3
14 3 JRPWTT
15 4 JRPGLT
16 5 JRPGLM
17 6 JRPITR
```

18	7	GLVOLU	
19	8	MZBOOK	
20	8	GMAIL	
21	8	UHTOC	
22	8	GLMOTH	
23	9	UCTOH	
24	8	GTRMUL	
25	9	GRMUL	
26	8	GCENT	
27	9	GFIPAR	
28	10	UHTOC	
29	10	GLMOTH	====> 22
30	10	UCOPY	
31	10	GMAIL	
32	9	GMAIL	
33	7	JRPERR	====> 3
34	7	JRPCRO	
35	6	JRPERR	====> 3
36	5	JRPERR	====> 3
37	4	JRPGET	
38	4	JRPERR	====> 3
39	3	JRPBTT	
40	4	JRPGLT	====> 15
41	4	JRPERR	====> 3
42	4	JRPSRD	
43	5	JRPSMP	
44	6	JRPERR	====> 3
45	4	JRPSST	
46	5	JRPSMP	
47	6	JRPERR	====> 3
48	3	JRPWFI	
49	4	JRPGLT	====> 15
50	4	JRPPIF	
51	5	JRPERR	====> 3
52	4	JRPERR	====> 3
53	3	JRPBFI	
54	4	JRPGLT	====> 15
55	4	JRPERR	====> 3
56	4	JRPFID	
57	5	JRPPIF	
58	6	JRPERR	====> 3
59	4	JRPMRD	
60	5	JRPHAS	
61	6	JRPERR	====> 3

```

62 5          JRPERR          ==> 3
63 4          JRPMS
64 5          JRPAS
65 6          JRPERR          ==> 3
66 5          JRPERR          ==> 3
67 5          JRPFL
68 1  JRPMD
69 2          JRPADD
70 1  JRPERR          ==> 3

1  0  JRPINI
      =====

      * To initialise the current tracking (because it is
      * a new track, or an existing track entering one of
      * the sensitive volumes).

2  1  JRPERR
3  2          JRPRI
1  0  JRPFI
      =====

      * This routine does the final step in tracking a
      * particle through a sensitive Roman Pot volume,
      * and then goes on to book the hit information
      * collected during this tracking.

2  1  JRPERR
3  2          JRPRI
4  1  JRPADD
5  1  JRPBK
6  2          JRPWL
7  3          JRPERR          ==> 2
8  2          JRPERR          ==> 2
9  2          JRPWT
10 3          JRPGLT
11 4          JRPGLM
12 5          JRPITR
13 6          GLVLU
14 7          MZBOOK
15 7          GMAIL
16 7          UHTOC
17 7          GLMOTH
18 8          UCTOH
19 7          GTRMUL
20 8          GRMUL
21 7          GCENT
22 8          GFIPAR
23 9          UHTOC
24 9          GLMOTH          ==> 17
25 9          UCOPY
26 9          GMAIL

```

27	8	GMAIL	
28	6	JRPERR	====> 2
29	6	JRPCRO	
30	5	JRPERR	====> 2
31	4	JRPERR	====> 2
32	3	JRPGET	
33	3	JRPERR	====> 2
34	2	JRPBTT	
35	3	JRPGLT	====> 10
36	3	JRPERR	====> 2
37	3	JRPSRD	
38	4	JRPSMP	
39	5	JRPERR	====> 2
40	3	JRPSST	
41	4	JRPSMP	
42	5	JRPERR	====> 2
43	2	JRPWFI	
44	3	JRPGLT	====> 10
45	3	JRPPIF	
46	4	JRPERR	====> 2
47	3	JRPERR	====> 2
48	2	JRPBFI	
49	3	JRPGLT	====> 10
50	3	JRPERR	====> 2
51	3	JRPFID	
52	4	JRPPIF	
53	5	JRPERR	====> 2
54	3	JRPMRD	
55	4	JRPHAS	
56	5	JRPERR	====> 2
57	4	JRPERR	====> 2
58	3	JRPMST	
59	4	JRPHAS	
60	5	JRPERR	====> 2
61	4	JRPERR	====> 2
62	4	JRPMFL	
1	0	JRPADD	=====

```

* This routine adds the current depositions of the last
* step to the module variables as specified in JRPCOM.

1  0  JRPIMD
=====

* To treat intermediate steps during the tracking
* through the Roman Pot system.

2  1  JRPADD

1  0  JRPTST
=====

* This routine executes some tests on the ongoing
* tracking to try to find inconsistencies, such as
* a changed track identifier, a changed volume or
* other unanticipated events during tracking.

2  1  JRPERR

3  2  JRPERI

1  0  JRPBKK
=====

* This routine finds out where the track we just
* followed actually was (what volume, what fibre)
* and steers the bookkeeping of the actual hit
* in the right fibre/trigger tile.

2  1  JRPWVL

3  2  JRPERR

4  3  JRPERI

5  1  JRPERR          ==> 3

6  1  JRPWTT

7  2  JRPGLT

8  3  JRPGLM

9  4  JRPITR

10 5  GLVOLLU
11 6  MZBOOK
12 6  GMAIL
13 6  UHTOC
14 6  GLMOTH
15 7  UCTOH
16 6  GTRMUL
17 7  GRMUL
18 6  GCENT
19 7  GFIPAR
20 8  UHTOC
21 8  GLMOTH          ==> 14
22 8  UCOPY
23 8  GMAIL
24 7  GMAIL

25 5  JRPERR          ==> 3

26 5  JRPCRO

27 4  JRPERR          ==> 3

28 3  JRPERR          ==> 3

29 2  JRPGET

```



```

30 2      JRPERR          ==> 3
31 1      JRPBTT
32 2      JRPGLT          ==> 7
33 2      JRPERR          ==> 3
34 2      JRPSRD
35 3      JRPSMP
36 4      JRPERR          ==> 3
37 2      JRPSST
38 3      JRPSMP
39 4      JRPERR          ==> 3
40 1      JRPWFI
41 2      JRPGLT          ==> 7
42 2      JRPPIF
43 3      JRPERR          ==> 3
44 2      JRPERR          ==> 3
45 1      JRPBFI
46 2      JRPGLT          ==> 7
47 2      JRPERR          ==> 3
48 2      JRPFID
49 3      JRPPIF
50 4      JRPERR          ==> 3
51 2      JRPMRD
52 3      JRPHAS
53 4      JRPERR          ==> 3
54 3      JRPERR          ==> 3
55 2      JRPMST
56 3      JRPHAS
57 4      JRPERR          ==> 3
58 3      JRPERR          ==> 3
59 3      JRPMFL
1 0      JRPWFI
        =====

* This routine gives, in response to the given co,
* the local fibre number which corresponds to the
* given fibreplane.
* WARNING: the coordinates have to be consistent
* with the given VOLNR.

2 1      JRPGLT
3 2      JRPGLM

```

```

4 3          JRPITR

5 4          GLVOLU
6 5          MZBOOK
7 5          GMAIL
8 5          UHTOC
9 5          GLMOTH
10 6         UCTOH
11 5         GTRMUL
12 6         GRMUL
13 5         GCENT
14 6         GFIPAR
15 7         UHTOC
16 7         GLMOTH          ==> 9
17 7         UCOPY
18 7         GMAIL
19 6

20 4         JRPERR

21 5         JRPERI

22 4         JRPCRO

23 3         JRPERR          ==> 20

24 2         JRPERR          ==> 20

25 1         JRPIIF

26 2         JRPERR          ==> 20

27 1         JRPERR          ==> 20

1 0  JRPWTT
=====

* This routine finds the trigger tile number (from
* geometry specified in GEANT) corresponding to
* the given triggerplane.

2 1         JRPGLT

3 2         JRPGLM

4 3         JRPITR

5 4         GLVOLU
6 5         MZBOOK
7 5         GMAIL
8 5         UHTOC
9 5         GLMOTH
10 6        UCTOH
11 5        GTRMUL
12 6        GRMUL
13 5        GCENT
14 6        GFIPAR
15 7        UHTOC
16 7        GLMOTH          ==> 9
17 7        UCOPY
18 7        GMAIL
19 6        GMAIL

20 4         JRPERR

21 5         JRPERI

22 4         JRPCRO

23 3         JRPERR          ==> 20

24 2         JRPERR          ==> 20

25 1         JRPGET

```

```

26 1      JRPERR                      ===> 20

1  0      JRPGET
=====

* This routine returns geometrical information
* about the current trigger tile.
* For the moment, we only return:
* - the width

1  0      JRPWVL
=====

* This routine finds out (from the GEANT datastructure),
* where (in what Roman Pot volume) the current hit
* took place.

2  1      JRPERR

3  2      JRPERI

1  0      JRPGLT
=====

* This routine performs a transformation from the H1
* coordinate system, to the local coordinate system
* associated with the specified volume. This system
* is the u,v coordinates specific to the Roman Pot
* construction, and a perpendicular w, centered in
* the middle of the volume.
*
* Warning: this routine assumes a correct VOLNR, KIND
* and doesn't trap it correctly if it is wrong.

2  1      JRPGLM

3  2      JRPITR

4  3          GLVOLL
5  4          MZBOOK
6  4          GMAIL
7  4          UHTOC
8  4          GLMOTH
9  5          UCTOH
10 4          GTRMUL
11 5          GRMUL
12 4          GCEWT
13 5          GFIPAR
14 6          UHTOC
15 6          GLMOTH          ===> 8
16 6          UCOPY
17 6          GMAIL
18 5          GMAIL

19 3          JRPERR

20 4          JRPERI

21 3          JRPCRO

22 2          JRPERR                      ===> 19

23 1          JRPERR                      ===> 19

1  0      JRPGLM
=====

* The aim of this routine is to return the global-to
* local transformation parameters (a 3x3 rotation
* matrix, and a 3-vector) connected to a certain
* Roman Pot sensitive volume.
* The transformation is between the global (H1)

```

```

* coordinate system and the local coordinate system
* of the triangular part of the volume.
*
* Generally, Matrix(i,j) * local(j) = global(i), for directions,
* and:
* Matrix(i,j) * local(j) + transl(i) = global(i), for
* geometrical positions.

```

```

2 1 JRPITR
3 2 GLVOLU
4 3 MZBOOK
5 3 GMAIL
6 3 UHTOC
7 3 GLMOTH
8 4 UCTOH
9 3 GTRMUL
10 4 GRMUL
11 3 GCENT
12 4 GFIPAR
13 5 UHTOC
14 5 GLMOTH ==> 7
15 5 UCOPY
16 5 GMAIL
17 4 GMAIL

```

```

18 2 JRPERR

```

```

19 3 JRPERI

```

```

20 2 JRPCRO

```

```

21 1 JRPERR ==> 18

```

```

1 0 JRPITR
=====

```

```

* The purpose of this routine is to initialise
* the datastructures containing the global-to-local
* transformation matrices and vectors, for the
* Roman Pot sensitive volumes.

```

```

2 1 GLVOLU
3 2 MZBOOK
4 2 GMAIL
5 2 UHTOC
6 2 GLMOTH
7 3 UCTOH
8 2 GTRMUL
9 3 GRMUL
10 2 GCENT
11 3 GFIPAR
12 4 UHTOC
13 4 GLMOTH ==> 6
14 4 UCOPY
15 4 GMAIL
16 3 GMAIL

```

```

17 1 JRPERR

```

```

18 2 JRPERI

```

```

19 1 JRPCRO

```

```

1 0 JRPCRO
=====

```

```

* This routine applies the correction to a rotation
* matrix, needed to put 180 degree rotated volume
* copies back in the original local coordinate system.

```

```

1 0 JRPIF
=====

```

* This routine returns some geometrical parameters
 * concerning the fibres of a certain fibreplane.

2 1 JRPERR

3 2 JRPERI

1 0 JRPBFI
 =====

* This routine actually books the current hit(s) in
 * the fibre hit memory manager.
 * WARNING: this routine has explicit datablock access.
 * Warning2: we assume VOLNR is correct here, the routine
 * doesn't exit gracefully if not.

2 1 JRPGLT

3 2 JRPGLM

4 3 JRPITR

5 4 GLVOLU

6 5 MZBOOK

7 5 GMAIL

8 5 UHTOC

9 5 GLMOTH

10 6 UCTOH

11 5 GTRMUL

12 6 GRMUL

13 5 GCENT

14 6 GFIPAR

15 7 UHTOC

16 7 GLMOTH ==> 9

17 7 UCOPY

18 7 GMAIL

19 6 GMAIL

20 4 JRPERR

21 5 JRPERI

22 4 JRPCRO

23 3 JRPERR ==> 20

24 2 JRPERR ==> 20

25 1 JRPERR ==> 20

26 1 JRPFID

27 2 JRPPIF

28 3 JRPERR ==> 20

29 1 JRPMRD

30 2 JRPHAS

31 3 JRPERR ==> 20

32 2 JRPERR ==> 20

33 1 JRPMSI

34 2 JRPHAS

35 3 JRPERR ==> 20

36 2 JRPERR ==> 20

37 2 JRPMFL

```

1  0  JRPBTT
      =====

      * This routine actually books the current hit in
      * the trigger tile memory manager.
      * Warning: we suppose the correct volnumber is specified.
      * We do this in a very approximate way: if a track hits
      * more than one tile, we just divide the total deposited
      * energy equally over the different tiles.

2  1  JRPGLT

3  2  JRPGLM

4  3  JRPITR

5  4  GLVOLL
6  5  MZBOOK
7  5  GMAIL
8  5  UHTOC
9  5  GLMOTH
10 6  UCTOH
11 5  GTRMUL
12 6  GRMUL
13 5  GCENT
14 6  GFIPAR
15 7  UHTOC
16 7  GLMOTH      ==> 9
17 7  UCOPY
18 7  GMAIL
19 6  GMAIL

20 4  JRPERR

21 5  JRPERI

22 4  JRPCRO

23 3  JRPERR      ==> 20

24 2  JRPERR      ==> 20

25 1  JRPERR      ==> 20

26 1  JRPSRD

27 2  JRPSMP

28 3  JRPERR      ==> 20

29 1  JRPSST

30 2  JRPSMP

31 3  JRPERR      ==> 20

1  0  JRPFID
      =====

      * This routine returns the local direction vector (a)
      * and an offset point (b) of the symmetry axis of
      * the fibre with local number LFNR, in volume VOLNR.
      * As said before, it is LOCAL, in the u,v,w system.

2  1  JRPIF

3  2  JRPERR

4  3  JRPERI

```

The DIGI part.

=====

```
1 0  JRPDIG
    =====
    * This routine implements the so-called digi-step
    * for the Roman Pots.

2 1  JRPSWD

3 2  JINIT

4 3  JRPMIN

5 4  JRPACL

6 3  JRPSIN

7 3  JRPERE

8 2  JRPERR

9 3  JRPERI

10 2  JRPSST

11 3  JRPSMP

12 4  JRPERR          ==> 8

13 2  JRPAST

14 3  JRPHAS

15 4  JRPERR          ==> 8

16 3  JRPERR          ==> 8

17 3  JRPML

18 1  JRPDI

19 2  JRPRPA

20 3  UGTBNK

21 3  JRPERR          ==> 8

22 2  JRPERR          ==> 8

23 2  JRPSRD

24 3  JRPSMP

25 4  JRPERR          ==> 8

26 2  JRPDW

27 3  JRPRPA          ==> 19

28 3  JRPERR          ==> 8

29 2  JRPDV

30 2  JRPDTS

31 3  JRPSRD          ==> 23

32 3  JRPSST          ==> 10

33 3  JRPERR          ==> 8

34 2  JRPDH

35 3  JRPRPA          ==> 19
```

36	3	JRPERR	====> 8
37	3	JRPDTE	
38	3	POISSN	
39	1	JRPDFI	
40	2	JRPMNN	
41	2	JRPMRR	
42	2	JRPERR	====> 8
43	2	JRPMRD	
44	3	JRPHAS	
45	4	JRPERR	====> 8
46	3	JRPERR	====> 8
47	2	JRPDFH	
48	3	JRPRPA	====> 19
49	3	JRPERR	====> 8
50	3	JRPDFE	
51	3	POISSN	
52	2	JRPDFV	
53	2	JRPDFS	
54	3	JRPMRD	====> 43
55	3	JRPMST	====> 13
56	3	JRPERR	====> 8
57	1	JRPDCH	
58	2	JRPCIN	
59	2	JRMPX	
60	3	JRPIMP	
61	4	UGTBNK	
62	4	JRPERR	====> 8
63	4	JRPCOL	
64	5	JRPERR	====> 8
65	4	JRPCMP	
66	5	JRPERR	====> 8
67	4	JRPFOL	
68	5	JRPERR	====> 8
69	3	JRPCMP	
70	4	JRPERR	====> 8
71	3	JRPERR	====> 8
72	2	JRPERR	====> 8

73	2	JRPMRD	====> 43
74	2	JRPDCF	
75	3	JRPDFP	
76	3	JRPDCC	
77	4	JRPRPA	====> 19
78	4	JRPERR	====> 8
79	4	NORRAN	
80	3	JRPDCB	
81	4	JRPCRD	
82	5	JRPCMP	
83	6	JRPERR	====> 8
84	4	JRPCST	
85	5	JRPCMP	
86	6	JRPERR	====> 8
87	4	JRPERR	====> 8
88	2	JRPDCE	
89	3	JRPRPA	====> 19
90	3	JRPERR	====> 8
91	3	JRPDCB	====> 80
92	1	JRPDIF	
93	2	JRPRPA	====> 19
94	2	JRPERR	====> 8
95	2	JRPRDL	
96	3	BKFMT	
97	3	JRPSNN	
98	3	JRPSRR	
99	4	JRPSMP	
100	5	JRPERR	====> 8
101	4	JRPERR	====> 8
102	3	JRPERR	====> 8
103	3	JRPSRD	====> 23
104	3	BLIST	
105	2	JRPRDC	
106	3	BKFMT	
107	3	JRPCNN	
108	3	JRPCRR	
109	4	JRPCMP	

```

110 5          JRPERR          ==> 8
111 4          JRPERR          ==> 8
112 3          JRPERR          ==> 8
113 3          JRPCRD          ==> 81
114 3          BLIST
115 2          JRPDPC
116 3          BKfmt
117 3          JRPCNN
118 3          JRPCRR          ==> 108
119 3          JRPERR          ==> 8
120 3          JRPCRD          ==> 81
121 3          JRPCLO
122 4          JRPERR          ==> 8
123 3          BLIST
124 2          JRPDTC
125 3          BKfmt
126 3          JRPSNN
127 3          JRPSRR          ==> 98
128 3          JRPERR          ==> 8
129 3          JRPSRD          ==> 23
130 3          JRPTLO
131 4          JRPERR          ==> 8
132 3          BLIST

1 0  JRPDTN
=====

* This routine calculates a random number of added
* noise electrons in the Roman Pot trigger tile PM's

2 1  JRPRPA
3 2  UGTBNK
4 2  JRPERR
5 3  JRPERI
6 1  JRPERR          ==> 4

1 0  JRPDTS
=====

* The purpose of this routine is simply to add a block
* of data (the digi info) to the hit information already
* present in the datastructure for hits in trigger tiles
* of the Roman Pots. If the hit is not present, a new
* hit is created.

2 1  JRPSRD
3 2  JRPSMP

```

```

4 3          JRPERR
5 4          JRPERI
6 1          JRPSST
7 2          JRPSMP          ==> 3
8 1          JRPERR          ==> 4

1 0  JRPDTV
    =====

    * This routine puts the discrete entries such as number
    * of electrons, into the DIGI infoblock. Although this
    * is a trivial task, we preferred to put it into a separate
    * routine to allow an easy update of the DIGI infoblock.

1 0  JRPDTH
    =====

    * this routine gets the hit information of a triggertile
    * and generates accordingly a number of photo-electrons
    * in the associated PM.

2 1          JRPRPA
3 2          UGTBNK
4 2          JRPERR
5 3          JRPERI
6 1          JRPERR          ==> 4
7 1          JRPDTE
8 1          POISSN

1 0  JRPDTI
    =====

    * This routine performs the digistep for the triggertiles
    * of the Roman Pot.

2 1          JRPRPA
3 2          UGTBNK
4 2          JRPERR
5 3          JRPERI
6 1          JRPERR          ==> 4
7 1          JRPSRD
8 2          JRPSMP
9 3          JRPERR          ==> 4
10 1         JRPDTN
11 2         JRPRPA          ==> 2
12 2         JRPERR          ==> 4
13 1         JRPDTV
14 1         JRPDTS
15 2         JRPSRD          ==> 7

```

16	2	JRPSST	
17	3	JRPSMP	
18	4	JRPERR	====> 4
19	2	JRPERR	====> 4
20	1	JRPDTH	
21	2	JRPRPA	====> 2
22	2	JRPERR	====> 4
23	2	JRPDTE	
24	2	POISSN	
1	0	JRPDFI	
2	1	JRPMNN	
3	1	JRPMRR	
4	1	JRPERR	
5	2	JRPERI	
6	1	JRPMRD	
7	2	JRPHAS	
8	3	JRPERR	====> 4
9	2	JRPERR	====> 4
10	1	JRPDFH	
11	2	JRPRPA	
12	3	UGTBNK	
13	3	JRPERR	====> 4
14	2	JRPERR	====> 4
15	2	JRPDFE	
16	2	POISSN	
17	1	JRPDFV	
18	1	JRPDFS	
19	2	JRPMRD	====> 6
20	2	JRPMST	
21	3	JRPHAS	
22	4	JRPERR	====> 4
23	3	JRPERR	====> 4
24	3	JRPMFL	
25	2	JRPERR	====> 4
1	0	JRPDFS	
2	1	JRPMRD	
3	2	JRPHAS	

```

4 3          JRPERR
5 4          JRPERI
6 2          JRPERR          ==> 4
7 1         JRP MST
8 2          JRPHAS          ==> 3
9 2          JRPERR          ==> 4
10 2         JRP MFL
11 1         JRPERR          ==> 4

1 0  JRPDFH
=====

* this routine calculates for a given fibre, and
* given hit information, the number of photo-electrons
* that are eventually seen by the PSPM. The actual
* treatment of the PSPM channels is NOT done in this
* routine.

2 1         JRPRPA
3 2         UGTBNK
4 2         JRPERR
5 3         JRPERI
6 1         JRPERR          ==> 4
7 1         JRPDFE
8 1         POISSN

1 0  JRPDFV
=====

* This routine puts discrete entries such as the number
* of photo-electrons, into the DIGI infoblock. Although
* this is a trivial task, we preferred to put it into a
* separate routine in order to allow an easy update of
* this DIGI block.

1 0  JRPDCH
=====

* This routine assumes all the fibrehits have their
* associated DIGI block ready. From these data, the
* actual responses in the PSPM's are calculated.
* This includes multiplexing, the crosstalk effect and
* random background noise.

2 1         JRPCIN
3 1         JRPMPX
4 2         JRPIMP
5 3         UGTBNK
6 3         JRPERR
7 4         JRPERI
8 3         JRPCOL
9 4         JRPERR          ==> 6
10 3        JRPCMP

```

11	4	JRPERR	====> 6
12	3	JRPFOL	
13	4	JRPERR	====> 6
14	2	JRPCMP	
15	3	JRPERR	====> 6
16	2	JRPERR	====> 6
17	1	JRPERR	====> 6
18	1	JRPMRD	
19	2	JRPHAS	
20	3	JRPERR	====> 6
21	2	JRPERR	====> 6
22	1	JRPDCF	
23	2	JRPDFP	
24	2	JRPDCC	
25	3	JRPRPA	
26	4	UGTBNK	
27	4	JRPERR	====> 6
28	3	JRPERR	====> 6
29	3	NORRAN	
30	2	JRPDCB	
31	3	JRPCR'D	
32	4	JRPCMP	
33	5	JRPERR	====> 6
34	3	JRPCST	
35	4	JRPCMP	
36	5	JRPERR	====> 6
37	3	JRPERR	====> 6
38	1	JRPDCE	
39	2	JRPRPA	====> 25
40	2	JRPERR	====> 6
41	2	JRPDCB	====> 30
1	0	JRPDCF	=====
			* this routine takes the hit/digi information from
			* a fibre, belonging to a certain channel (through
			* multiplexing) and adds the digi-information to
			* the channels, based on this fibre-information.
2	1	JRPDFP	
3	1	JRPDCC	

```

4 2      JRPRPA
5 3      UGTBNK
6 3      JRPERR
7 4      JRPERI
8 2      JRPERR          ==> 6
9 2      NORRAN
10 1     JRPDCB
11 2     JRPCRD
12 3     JRPCMP
13 4     JRPERR          ==> 6
14 2     JRPCST
15 3     JRPCMP
16 4     JRPERR          ==> 6
17 2     JRPERR          ==> 6

```

```

1 0     JRPDCC
      =====

```

```

* this routine implements a crosstalk effect in the
* capture of photo-electrons by the PSPM: given that
* a photo-electron should nominally reach NOMCHN, it
* actually reaches EFFCHN (which is equal to NOMCHN
* in most of the cases...)

```

```

2 1     JRPRPA
3 2     UGTBNK
4 2     JRPERR
5 3     JRPERI
6 1     JRPERR          ==> 4
7 1     NORRAN

```

```

1 0     JRPMPX
      =====

```

```

* This routine returns upon a given channelnumber
* the list of fibres that are multiplexed to that channel.

```

```

2 1     JRPIMP
3 2     UGTBNK
4 2     JRPERR
5 3     JRPERI
6 2     JRPCOL
7 3     JRPERR          ==> 4
8 2     JRPCMP
9 3     JRPERR          ==> 4
10 2    JRPFOL

```

```

11 3      JRPERR          ==> 4
12 1      JRPCMP
13 2      JRPERR          ==> 4
14 1      JRPERR          ==> 4

1 0      JRPDTE
        =====

        * This routine reads the energy from a given tile - hit
        * datablock.

1 0      JRPDFE
        =====

        * This routine reads the energy from a given fibre - hit
        * datablock.

1 0      JRPDFP
        =====

        * This routine returns the number of photons
        * from a given fibre-datablock.

1 0      JRPDCB
        =====

        * This routine books a hit for the given channel.

2 1      JRPCRD
3 2      JRPCMP
4 3      JRPERR
5 4      JRPERI
6 1      JRPCST
7 2      JRPCMP          ==> 3
8 1      JRPERR          ==> 4

1 0      JRPDCE
        =====

        * This routine does some final manipulations on the
        * channels of the PSPMs of the Roman Pots.
        * Currently, the only action is the addition of
        * random noise.

2 1      JRPRPA
3 2      UGTBNK
4 2      JRPERR
5 3      JRPERI
6 1      JRPERR          ==> 4
7 1      JRPDCB
8 2      JRPCRD
9 3      JRPCMP
10 4      JRPERR          ==> 4
11 2      JRPCST
12 3      JRPCMP

```



```
13 4          JRPERR          ==> 4
```

```
14 2          JRPERR          ==> 4
```

```
1 0  JRPIMP
=====
```

* This routine initialises the multiplexing datastructures.

```
2 1          UGTBNK
```

```
3 1          JRPERR
```

```
4 2          JRPERI
```

```
5 1          JRPCOL
```

```
6 2          JRPERR          ==> 3
```

```
7 1          JRPCMP
```

```
8 2          JRPERR          ==> 3
```

```
9 1          JRPFOL
```

```
10 2         JRPERR          ==> 3
```

```
1 0  JRPRPA
=====
```

* This routine returns (from the JRPA bank) the
* value of a parameter specified in NAME.

```
2 1          UGTBNK
```

```
3 1          JRPERR
```

```
4 2          JRPERI
```

Then, there are the storage objects:

```
=====
```

First, the object storing fibre hits:

```
*****
```

```
1 0  JRPMIN
=====
```

* This routine is part of the Roman Pot fibre hit
* memory manager. It initialises the packet.

```
2 1          JRPACL
```

```
1 0  JRPMST
=====
```

* This routine is part of the memory management for the
* hits of the Roman Pot fibres. This routine stores
* a new hit (if not yet present), or overwrites
* the old contents.

```
2 1          JRPHAS
```

```
3 2          JRPERR
```

```
4 3          JRPERI
```

```
5 1          JRPERR          ==> 3
```

```
6 1          JRPML
```

```
1 0  JRPMRD
```

```

=====

* This routine is part of the memory management module
* for the Roman Pot fibre hits. This routine retrieves
* any previously stored datablock (if it was indeed
* stored by the routine JRPMS in the first place).

2 1  JRPHAS
3 2  JRPERR
4 3  JRPERI
5 1  JRPERR          ==> 3

1 0  JRPHAS
=====

* This routine is part of the memory manager for the
* Roman Pot fibre hits. This is the hashing function.

2 1  JRPERR
3 2  JRPERI

1 0  JRPMMN
=====

* This routine returns the number of stored hits
* in the fibre hit datastructure of the Roman Pots.

1 0  JRPMMR
=====

* This routine returns the key (fibrenumber) of the
* Nth hit in the datastructure for the Roman Pot.
* The order in which the hits are returned has no
* meaning what so ever.

1 0  JRPML
=====

* This routine clears the "is-full" status of the
* Roman-Pot fibre hit memory manager.

1 0  JRPML
=====

* This routine sets the status of the Roman Pot
* fibre hit memory manager to the state: full.

1 0  JRPMMQ
=====

* This function returns .TRUE. if the memory manager
* of the roman pot fibre hits is still not full.

```

Then the object storing tile hits:

```

1 0  JRPSIN
=====

* This routine is part of the trigger tile hit storage
* manager (Roman Pots). This routine initialises the
* datastructures.

1 0  JRPSST
=====

* This routine is part of the storage manager for the
* hits in the triggertiles of the Roman Pots.
* This routine stores a hit (and eventually overwrites
* a previously booked hit with the same key).

```

```

2 1   JRPSMP
3 2   JRPERR
4 3   JRPERI
1 0   JRPSRD
=====

* This routine is part of the storage manager for the
* hits in the triggertiles of the Roman Pots.
* This routine reads the hit data from the datastructure.

```

```

2 1   JRPSMP
3 2   JRPERR
4 3   JRPERI
1 0   JRPSMP
=====

* This routine is part of the storage manager for the
* hits in the triggertiles of the Roman Pots. This
* routine converts the key (absolute triggertile number)
* into the datastructure index corresponding to it.

```

```

2 1   JRPERR
3 2   JRPERI
1 0   JRPSNN
=====

* This routine returns the number of stored hits in the
* tile hit datastructure of the Roman Pots.

```

```

1 0   JRPSRR
=====

* This routine returns the key (tilenumber) of the
* Nth hit in the datastructure for the Roman Pot.
* The order in which the hits are returned has no
* meaning what so ever.

```

```

2 1   JRPSMP
3 2   JRPERR
4 3   JRPERI
5 1   JRPERR          ==> 3

```

And finally the object storing channel hits:

```

1 0   JRPCIN
=====

* This routine is part of the PSPM channel hit storage
* manager (Roman Pots). This routine initialises the
* datastructures.

1 0   JRPCST
=====

* This routine is part of the storage manager for the
* PSPM channel hits of the Roman Pots.
* This routine stores an datablock (and eventually overwrites
* a previously booked datablock with the same key).

2 1   JRPCMP

```

```

3 2      JRPERR
4 3      JRPERI
1 0  JRPCRD
=====

* This routine is part of the storage manager for the
* data associated with the PSPM channels of the Roman Pots.
* This routine reads the datablock from the datastructure.

2 1      JRPCMP
3 2      JRPERR
4 3      JRPERI
1 0  JRPCMP
=====

* This routine is part of the storage manager for the
* datablocks associated with the channels of the PSPMs
* of the Roman Pots. This routine converts the key
* (this is the absolute channel number) into the
* corresponding datastructure index.

2 1      JRPERR
3 2      JRPERI
1 0  JRPCNN
=====

* This routine returns the number of stored hits in the
* tile hit datastructure of the Roman Pots.

1 0  JRPCRR
=====

* This routine returns the key (channelnumber) of the
* NTHIT-th hit in the datastructure for the Roman Pot.
* The order in which the hits are returned has no
* meaning what so ever.

2 1      JRPCMP
3 2      JRPERR
4 3      JRPERI
5 1      JRPERR          ==> 3

```

There is the error log:

=====

```

1 0  JRPERR
=====

* This routine logs an error message.

2 1      JRPERI
1 0  JRPLOG
=====

* This routine prints the error logging report
* for the Roman Pot error log system.
* This routine should be called at the end of the
* run of the program.

1 0  JRPERI
=====

```

* This routine initialises the error logging
 * of the Roman Pot simulation in the beginning
 * of the program.

1 0 JRPERE
 =====

* This routine "initialises" the error logging system
 * of the Roman Pot simulation in the beginning of a
 * new event.

There are the bank-steering routines:

=====

1 0 JRPHIW
 =====

* This routine writes out the hit banks for the
 * Roman Pots for a given event.

2 1 JRPRPA
 3 2 UGTBNK
 4 2 JRPEER
 5 3 JRPERI
 6 1 JRPEER ===> 4
 7 1 JRPRHF
 8 2 BKFMT
 9 2 JRPMMN
 10 2 JRPMRR
 11 2 JRPEER ===> 4
 12 2 JRPMRD
 13 3 JRPHAS
 14 4 JRPEER ===> 4
 15 3 JRPEER ===> 4
 16 2 BLIST
 17 1 JRPRHL
 18 2 BKFMT
 19 2 JRPSMN
 20 2 JRPSRR
 21 3 JRPSMP
 22 4 JRPEER ===> 4
 23 3 JRPEER ===> 4
 24 2 JRPEER ===> 4
 25 2 JRPSRD
 26 3 JRPSMP
 27 4 JRPEER ===> 4

```

28  2      BLIST

  1  0  JRPSWD
      =====

      * This routine finds out whether this run was a combined
      * HIT/DIGI run (and then, nothing is done) or a DIGI-alone
      * run, in this case, the necessary hit information is
      * stored in banks. In order for the DIGI step to be able
      * to run, these data have to be transferred to the local
      * Roman Pot memory management system. This is done in
      * this routine.

  2  1      JINIT

  3  2      JRPMIN

  4  3      JRPACL

  5  2      JRPSIN

  6  2      JRPERE

  7  1      JRPERR

  8  2      JRPERI

  9  1      JRPSST

 10  2      JRPSMP

 11  3      JRPERR          ==> 7

 12  1      JRPMT

 13  2      JRPHAS

 14  3      JRPERR          ==> 7

 15  2      JRPERR          ==> 7

 16  2      JRPML

  1  0  JRPDIF
      =====

      * This routine writes the DIGI banks to the outside world.

  2  1      JRPRPA

  3  2      UGTBANK

  4  2      JRPERR

  5  3      JRPERI

  6  1      JRPERR          ==> 4

  7  1      JRPRDL

  8  2      BKFMT

  9  2      JRPSNW

 10  2      JRPSRR

 11  3      JRPSMP

 12  4      JRPERR          ==> 4

 13  3      JRPERR          ==> 4

 14  2      JRPERR          ==> 4

```

```

15 2      JRPSRD
16 3      JRPSMP
17 4      JRPERR                ==> 4
18 2      BLIST
19 1      JRPRDC
20 2      BKFMT
21 2      JRPCNN
22 2      JRPCRR
23 3      JRPCMP
24 4      JRPERR                ==> 4
25 3      JRPERR                ==> 4
26 2      JRPERR                ==> 4
27 2      JRPCRD
28 3      JRPCMP
29 4      JRPERR                ==> 4
30 2      BLIST
31 1      JRPDPC
32 2      BKFMT
33 2      JRPCNN
34 2      JRPCRR                ==> 22
35 2      JRPERR                ==> 4
36 2      JRPCRD                ==> 27
37 2      JRPCLO
38 3      JRPERR                ==> 4
39 2      BLIST
40 1      JRPDTC
41 2      BKFMT
42 2      JRPSNN
43 2      JRPSRR                ==> 10
44 2      JRPERR                ==> 4
45 2      JRPSRD                ==> 15
46 2      JRPTLO
47 3      JRPERR                ==> 4
48 2      BLIST
1  0      JRPRHF
        =====

```

* This routine writes out the JHRF bank.

```

2  1      BKFMT
3  1      JRPMNN

```

```

4 1   JRPERR
5 1   JRPERR
6 2   JRPERR
7 1   JRPERR
8 2   JRPERR
9 3   JRPERR          ==> 5
10 2  JRPERR          ==> 5
11 1   BLIST
1 0   JRPRHL
=====
      * this routine writes out the JRHL bank.
2 1   BKFM
3 1   JRPSNN
4 1   JRPSRR
5 2   JRPSMP
6 3   JRPERR
7 4   JRPERR
8 2   JRPERR          ==> 6
9 1   JRPERR          ==> 6
10 1  JRPSRD
11 2   JRPSMP          ==> 5
12 1   BLIST
1 0   JRPRDL
=====
      * this routine writes the JRDL bank.
2 1   BKFM
3 1   JRPSNN
4 1   JRPSRR
5 2   JRPSMP
6 3   JRPERR
7 4   JRPERR
8 2   JRPERR          ==> 6
9 1   JRPERR          ==> 6
10 1  JRPSRD
11 2   JRPSMP          ==> 5
12 1   BLIST
1 0   JRPRDC
=====

```


* This routine writes the JRDC bank.

```

2 1   BKFMT
3 1   JRPCNN
4 1   JRPCRR
5 2   JRPCMP
6 3   JRPERR
7 4   JRPERI
8 2   JRPERR           ==> 6
9 1   JRPERR           ==> 6
10 1  JRPCRD

```

```

11 2   JRPCMP           ==> 5

```

```

12 1   BLIST

```

```

1 0   JRPDPC
      =====

```

* This routine writes out the official raw data bank
* JDPC.

```

2 1   BKFMT
3 1   JRPCNN
4 1   JRPCRR
5 2   JRPCMP
6 3   JRPERR
7 4   JRPERI
8 2   JRPERR           ==> 6
9 1   JRPERR           ==> 6
10 1  JRPCRD

```

```

11 2   JRPCMP           ==> 5

```

```

12 1   JRPCLO

```

```

13 2   JRPERR           ==> 6

```

```

14 1   BLIST

```

```

1 0   JRPDTC
      =====

```

* This routine writes out the raw data bank JDTC
* for the trigger tiles of the Roman Pots.

```

2 1   BKFMT
3 1   JRPSNN
4 1   JRPSRR
5 2   JRPSMP
6 3   JRPERR
7 4   JRPERI

```

```

8 2      JRPERR                      ==> 6
9 1      JRPERR                      ==> 6
10 1     JRPSRD
11 2     JRPSMP                      ==> 5
12 1     JRPTLO
13 2     JRPERR                      ==> 6

```

D.2 Gegevensbankbeschrijving.

D.2.1 JRHF bank.

```

!
!      BANKname BANKtype      ! Comments
!
! TABLE JRHF                  ! HISIM hit information of Roman Pot
!                               ! fibres. One entry per hit fibre.
!
!  Attributes:
!  -----
!COL ATT-name FMT Min      Max ! Comments
!
! 1 FIBRID      I  0      +INF ! fibre identification number, format:
!                               ! 10000 * coordinate detector number +
!                               !   100 * fibre layer number +
!                               !   local_fibre_number.
!
! 2 EDEPO       F  0.     +INF ! Total deposited energy in this fibre.
! 3 NRTRCK      I  0      +INF ! Number of hits coming from any track.
! 4 NRDRAY      I  0      +INF ! Number of hits coming from a deltaray.
! 5 EDRA Y      F  0.     +INF ! Sum of energy deposited by deltarays only.
! 6 ENDFIB      F  0.     +INF ! Distance from recorded hit to end of fibre.
! 7 CENFIB      F  0.     +INF ! Distance of recorded track from
!                               ! centre-axis of fibre.
!
! 8 DISFIB      F  0.     +INF ! Tracklength in fibre of recorded track.
! 9 UTRACK      F -INF    +INF ! u coordinate of track in centre of plane.
!10 VTRACK      F -INF    +INF ! v coordinate of track in centre of plane.
!11 THETA       F -INF    +INF ! theta of track direction (in uvw system).
!12 PHI         F -INF    +INF ! phi of track direction (in uvw system).
!13 KIND        I  0      +INF ! description flag of the "recorded" hit:
!                               ! 0 = normal hit.
!                               ! 1 = deltaray.
!
!
!  Relations:
!  -----
!COL RELname RELtype INTbank ! Comments
!                               ! (Col)
!
!14 STR         DiT1       ! rel. to STR track for the "recorded" hit.
!
! END TABLE

```

D.2.2 JRHL bank.

```

!
!      BANKname BANKtype      ! Comments
!
! TABLE JRHL                  ! HISIM hit information of Roman Pot
!                               ! trigger tiles. One entry per hit tile.
!
!  Attributes:
!  -----

```

```

!COL ATT-name FMT Min   Max   ! Comments
!
 1  TILEID    I  0   +INF  ! Tile identification number, format:
! 100 * tileplane + local_tile_number.
 2  EDEPO    F  0.  +INF  ! Total deposited energy in this tile.
 3  NRTRCK   I  0   +INF  ! Number of hits coming from a "real"
! track (= not a delta ray).
 4  NRDRAY   I  0   +INF  ! Number of hits coming from a deltaray.
 5  UTRACK   F -INF  +INF  ! u coordinate of track in centre of plane.
 6  VTRACK   F -INF  +INF  ! v coordinate of track in centre of plane.
 7  THETA    F -INF  +INF  ! theta of track direction (in uvw system).
 8  PHI      F -INF  +INF  ! phi of track direction (in uvw system).
 9  KIND     I  0    1   ! description flag of the "recorded" hit:
! 0 = normal hit.
! 1 = deltaray.

```

```

!
! RELations:
! -----

```

```

!COL RELname RELtype INTbank ! Comments
! (Col)
!
10  STR      DtT1           ! rel. to STR track for "recorded" hit.
!
END TABLE

```

D.2.3 JRDC bank.

```

!
! BANKname BANKtype   ! Comments
!
TABLE JRDC             ! H1SIM digitisation information of Roman
! Pot PSPM channels. One entry per hit
! PSPM channel.

```

```

!
! ATtributes:
! -----

```

```

!COL ATT-name FMT Min   Max   ! Comments
!
 1  CHANID   I  0   +INF  ! channel identification number. Format:
! PSPM_number * 1000 + local_channel_number.
 2  PEFIBS   I  0   +INF  ! Number of photo-electrons, coming from
! the fibres connected to this channel.
 3  NOISEH   I  0   +INF  ! Number of added noise photoelectrons.
 4  CRSTKI   I  0   +INF  ! Number of incoming crosstalk photoelectrons.
 5  CRSTKO   I  0   +INF  ! Number of outgoing crosstalk photoelectrons.
 6  FINHIT   I  0   +INF  ! Final number of photoelectrons in this channel.

```

```

!
! RELations:
! -----

```

```

!COL RELname RELtype INTbank ! Comments
! (Col)
!
END TABLE

```

D.2.4 JRDL bank.

```

!
! BANKname BANKtype   ! Comments
!
TABLE JRDL             ! H1SIM digitisation information of Roman Pot
! trigger tiles. One entry per tile with a
! PM hit.

```

```

!
! ATtributes:
! -----

```

```

!COL ATT-name FMT Min   Max   ! Comments
!

```

```
1 TILEID   I  0   +INF ! Tile identification number. Format:
                ! 100 * tileplane + local_tile_number.
2 PETOTAL  I  0   +INF ! Number of photo-electrons in total.
3 PENOIS   I  0   +INF ! Number of photo-electrons due to noise.
!
!  RELations:
!  -----
!COL RELname RELtype INTbank ! Comments
!                               (Col)
!
! END TABLE
```

Bijlage E

Alternatieve analyse.

De H1 publicatie [Col95a] van de diffractieve structuurfunctie, gebaseerd op een analyse van de gegevens van 1993, toonde aan dat de gegevens compatieel waren met:

$$F_2^{D(3)}(x_P, \beta, Q^2) = f(x_P) \cdot A(\beta, Q^2) \quad (\text{E.1})$$

We wilden nagaan of het toevoegen van een veranderlijke p_T nog steeds deze vorm behield:

$$F_{2,p_T}^{D(3)}(x_P, \beta, Q^2, p_T) = f(x_P) \cdot A(\beta, Q^2, p_T) \quad (\text{E.2})$$

Het eerste vooropgestelde schema was dan ook geen 4-dimensionale analyse maar gewoon een vervangen van de afhankelijkheid in Q^2 door een 'andere harde schaal' p_T . We dienden bijgevolg te integreren over Q^2 en te differentiëren naar p_T :

$$\tilde{F}(x_P, \beta, p_T) = \int dQ^2 F_{2,p_T}^{D(3)}(x_P, \beta, p_T, Q^2) \quad (\text{E.3})$$

In wat volgt wordt de essentie van deze techniek uitgelegd. Er wordt ook uitgelegd waarom de ontdekking van de factorisatieschending i.f.v. β ervoor zorgt dat de methode niet bruikbaar meer was.

We wilden een factorisatietest opstellen op zulke wijze dat de factorisatie in $F_{2,p_T}^{D(3)}(x_P, \beta, p_T, Q^2)$ equivalent werd met een factorisatie van $\tilde{F}(x_P, \beta, p_T)$. Dat lijkt op het eerste zicht triviaal, maar er zijn 2 complicaties. Inderdaad, uitgaande van de factorisatie hypothese vinden we:

$$\tilde{F}(x_P, \beta, p_T) = f(x_P) \cdot \int dQ^2 A(\beta, Q^2, p_T) \quad (\text{E.4})$$

Op het eerste zicht lijkt de factorisatie zich zonder problemen door te zetten naar \tilde{F} toe. De twee complicaties die zich aandienen zijn de volgende:

- Hoewel de integrand $A(\beta, Q^2, p_T)$ geen expliciete afhankelijkheid vertoont in x_P , kan de integraal wel een x_P afhankelijkheid invoeren ten gevolge van een afhankelijkheid van het integratiedomein over Q^2 van x_P .
- Hoewel de vorm van $f(x_P)$ ondersteld wordt van de gedaante te zijn van $\frac{1}{x_P^t}$, kan een andere vorm aanleiding geven tot verschillende effectieve waarden van ξ naar gelang het beschikbare interval in x_P . Men zou dus verkeerdelijk kunnen besluiten dat er geen factorisatie is terwijl het enkel de functionele vorm van $f(x_P)$ is die men verkeerd voorhad.

Deze twee problemen kunnen ondervangen worden door volgende eisen te stellen op de analyse:

- we dienen, voor de beschouwde waarden van β en p_T , steeds hetzelfde x_P interval te analyseren.
- we dienen ervoor te zorgen dat het beschouwde integratie-interval in Q^2 altijd hetzelfde is voor verschillende waarden van x_P . Dat interval mag nog steeds afhankelijk zijn van β en p_T gezien de integrand daar ook van afhankelijk is.

Daarom stelden we voor een andere fysische grootte te definiëren:

$$\dagger F(x_P, \beta, p_T) = f(x_P) \cdot \int_{\text{begrensd}} dQ^2 A(\beta, Q^2, p_T) \quad (\text{E.5})$$

Hoewel de waarde van de integraal natuurlijk beïnvloed wordt door deze nieuwe definitie, zou de factorisatie als dusdanig (en $f(x_P)$) nu zichtbaar moeten worden. Om aan de eerste eis te voldoen kiezen we een interval in x_P , zijnde $[x_P^-, x_P^+]$. Met de vooropgestelde sneden merken we dat de bovengrens van het beschikbare Q^2 interval voor een vaste x_P, β en p_T gegeven wordt door:

$$Q^2 = x_B \cdot y_B \cdot s_{\text{HERA}} = x_P \cdot \beta \cdot y_B \cdot s_{\text{HERA}} \quad (\text{E.6})$$

De variatie in Q^2 wordt bijgevolg bepaald door de variabiliteit in y_B . $0.005 \leq y_B \leq 0.5$. Bijgevolg:

$$0.005 \cdot x_P \cdot \beta \cdot s_{\text{HERA}} \leq Q^2 \leq 0.5 \cdot x_P \cdot \beta \cdot s_{\text{HERA}} \quad (\text{E.7})$$

Indien we bijgevolg, voor een gegeven β , het Q^2 interval beperken tot $[Q_-^2, Q_+^2]$ met

$$Q_+^2 = 0.5 \cdot x_P^+ \cdot \beta \cdot s_{\text{HERA}} \quad (\text{E.8})$$

en

$$Q_-^2 = 0.005 \cdot x_P^+ \cdot \beta \cdot s_{\text{HERA}} \quad (\text{E.9})$$

dan is dat interval kinematisch beschikbaar voor alle waarden van x_P in het vooropgestelde te bestuderen interval.

De andere snede op de gegevens, komende van de eis $M_X \geq 3\text{GeV}$, kan geabsorbeerd worden door de integrand, die afhankelijk mag zijn van β en Q^2 . M_X is immers volledig door β en Q^2 bepaald.

De voorgestelde analyse zou in staat geweest zijn in principe afwijkingen van strikte factorisatie waar te nemen ten gevolge van een afhankelijkheid in p_T . Er stelden zich echter 2 problemen:

- de eis op de relatie tussen het x_P interval dat te bestuderen viel en het toegelaten Q^2 interval liet bijzonder weinig fase-ruimte over.
- het gehele schema werd een academische oefening toen H1 aantoonde dat de factorisatie van $F_2^{D(3)}$ zoals voorgesteld niet meer vol te houden was wanneer de gegevens van 1994 werden geanalyseerd [Col97c, Meh96] en dat $F_2^{D(3)} = f(x_P, \beta) \cdot g(\beta, Q^2)$.

Inderdaad, door de eindige afmetingen van de cellen in β is het niet meer mogelijk de factorisatie-breking in β te scheiden van een mogelijke factorisatie-breking in p_T .

Bijlage F

De pomeron-foton as.

Laten we volgende notaties invoeren:

- p is de vier-vector die de impuls beschrijft van het invallende proton.
- p' is de vier-vector die de impuls beschrijft van het verstrooide proton.
- γ is de vier-vector die de impuls beschrijft van het virtuele foton.
- P is de vier-vector die de impuls beschrijft van het pomeron.
- X is de vier-vector die de totale impuls beschrijft van de hadronische eind-toestand.

We hebben volgende relaties:

- $P + \gamma = X$
- $P = p - p'$
- $p^2 = p'^2 = m_p^2$
- $\gamma^2 = -Q^2$
- $X^2 = M_X^2$
- $P^2 = t$
- $x_P = \frac{\gamma \cdot P}{\gamma \cdot p}$
- $\beta = \frac{Q^2}{2\gamma \cdot P}$

We willen θ_{pP-CMS} uitrekenen. Dat kunnen we doen door in het rust-systeem van X volgende expressie te berekenen:

$$\cos \theta_{pP-CMS} = \frac{\mathbf{p} \cdot \mathbf{P}}{|\mathbf{p}| \cdot |\mathbf{P}|_X} \quad (\text{F.1})$$

Laten we E_p en E_P respectievelijk de energieën van p en P in het rust-systeem van X noemen. We kunnen volgende betrekkingen vinden:

$$E_p = \frac{p \cdot X}{\sqrt{X^2}} \quad (\text{F.2})$$

$$E_P = \frac{P \cdot X}{\sqrt{X^2}} \quad (\text{F.3})$$

Dat laat ons toe om volgende 3-vector grootheden in het X systeem op covariante wijze neer te schrijven:

$$\mathbf{p} \cdot \mathbf{P} = -p \cdot P + E_p \cdot E_P = -p \cdot P + \frac{(p \cdot X)(P \cdot X)}{X^2} \quad (\text{F.4})$$

$$|\mathbf{p}| = \sqrt{E_p^2 - p^2} = \sqrt{\frac{(p \cdot X)^2}{X^2} - p^2} \quad (\text{F.5})$$

$$|\mathbf{P}| = \sqrt{E_P^2 - P^2} = \sqrt{\frac{(P \cdot X)^2}{X^2} - P^2} \quad (\text{F.6})$$

Verder kunnen we $p.P$ herschrijven:

$$p.P = p^2 - p.p' = m_p^2 - p.p' \quad (\text{F.7})$$

we hebben ook:

$$t = P^2 = p^2 + p'^2 - 2.p.p' = 2m_p^2 - 2p.p' \quad (\text{F.8})$$

waaruit volgt dat

$$p.p' = m_p^2 - \frac{t}{2} \quad (\text{F.9})$$

en dus:

$$p.P = m_p^2 - p.p' = \frac{t}{2} \quad (\text{F.10})$$

Uit de formules voor β en x_P leiden we af:

$$P.\gamma = \frac{Q^2}{2\beta} \quad (\text{F.11})$$

en

$$p.\gamma = \frac{P.\gamma}{x_P} = \frac{Q^2}{2\beta x_P} = \frac{Q^2}{2x_B} \quad (\text{F.12})$$

Dat laat ons toe $p.X$ en $P.X$ uit te rekenen:

$$p.X = p.P + p.\gamma = \frac{t}{2} + \frac{Q^2}{2x_B} \quad (\text{F.13})$$

$$P.X = P^2 + P.\gamma = t + \frac{Q^2}{2\beta} \quad (\text{F.14})$$

We beschikken nu over scalaire expressies voor alle 4-vector in-producten die we nodig hebben:

$$\mathbf{p}.\mathbf{P} = -p.P + \frac{(p.X)(P.X)}{X^2} = -\frac{t}{2} + \frac{\left(\frac{t}{2} + \frac{Q^2}{2x_B}\right)\left(t + \frac{Q^2}{2\beta}\right)}{M_X^2} \quad (\text{F.15})$$

$$|\mathbf{p}| = \sqrt{\frac{(p.X)^2}{X^2} - p^2} = \sqrt{\frac{\left(\frac{t}{2} + \frac{Q^2}{2x_B}\right)^2}{M_X^2} - m_p^2} \quad (\text{F.16})$$

$$|\mathbf{P}| = \sqrt{\frac{(P.X)^2}{X^2} - P^2} = \sqrt{\frac{\left(t + \frac{Q^2}{2\beta}\right)^2}{M_X^2} - t} \quad (\text{F.17})$$

zodat we uiteindelijk komen tot:

$$\cos \theta_{pP-CMS} = \frac{-\frac{t}{2} + \frac{\left(\frac{t}{2} + \frac{Q^2}{2x_B}\right)\left(t + \frac{Q^2}{2\beta}\right)}{M_X^2}}{\sqrt{\frac{\left(\frac{t}{2} + \frac{Q^2}{2x_B}\right)^2}{M_X^2} - m_p^2} \sqrt{\frac{\left(t + \frac{Q^2}{2\beta}\right)^2}{M_X^2} - t}} \quad (\text{F.18})$$

Voeren we volgende dimensie-loze grootheden in:

$$\tau = \frac{t}{Q^2} \quad (\text{F.19})$$

$$\mu = \frac{M_X}{Q} \quad (\text{F.20})$$

$$\nu = \frac{m_p}{Q} \quad (\text{F.21})$$

dan herleidt de bovenstaande betrekking (na wat algebra) zich tot:

$$\cos \theta_{pP-CMS} = \frac{2\beta\tau + x_B\tau + 2\beta x_B\tau^2 - 2\beta x_B\mu^2\tau + 1}{\sqrt{4\beta\tau + 4\beta^2\tau^2 - 4\beta^2\mu^2\tau + 1} \sqrt{2x_B\tau + x_B^2\tau^2 - 4x_B^2\mu^2\nu^2 + 1}} \quad (\text{F.22})$$

Beseffen we nu dat τ , x_B en ν kleine dimensie-loze parameters zijn, dan kunnen we een reeks-ontwikkeling naar die parameters voorstellen. Na heel wat algebra vindt men voor een simultane reeks-ontwikkeling in τ , x_B en ν :

$$\cos \theta_{pP-CMS} = 1 - 2x_B \mu^2 \tau \beta + 2\mu^2 \tau \beta^2 + O(x_B^2) + O(\tau^2) + O(\nu^4) \quad (\text{F.23})$$

Indien we x_B verwaarlozen ten opzichte van β , herleidt de zaak zich tot:

$$\cos \theta_{pP-CMS} \approx 1 + 2\mu^2 \tau \beta^2 + O(x_B^2) + O(\tau^2) + O(\nu^4) \quad (\text{F.24})$$

na terug invoeren van de dimensionale scalaren:

$$\cos \theta_{pP-CMS} \approx 1 + 2 \frac{M_X^2 \beta^2 t}{Q^4} \quad (\text{F.25})$$

Bijlage G

M_X via de elektron methode.

M_X^2 is gelijk aan:

$$M_X^2 = \left(\sum_h E_h \right)^2 - \left(\sum_h p_{z,h} \right)^2 - \left(\sum_h p_{x,h} \right)^2 - \left(\sum_h p_{y,h} \right)^2 \quad (\text{G.1})$$

waarin h staat voor elk hadron in de eind-toestand, uiteraard zonder het proton.

$$M_X^2 = \left(\sum_h E_h - p_{z,h} \right) \left(\sum_h E_h + p_{z,h} \right) - \left(\sum_h p_{x,h} \right)^2 - \left(\sum_h p_{y,h} \right)^2 \quad (\text{G.2})$$

In deze betrekking gaan we nu $(\sum_h E_h - p_{z,h})$ vervangen door zijn equivalent langs lepton zijde:

$$\left(\sum_h E_h - p_{z,h} \right) = 2 \cdot E_e - (E_l - p_{z,l}) \quad (\text{G.3})$$

Werken we dit uit tot:

$$\left(\sum_h E_h - p_{z,h} \right) = E_e \left(2 - \left(\frac{E_l}{E_e} - \frac{p_{z,l}}{E_e} \right) \right) \quad (\text{G.4})$$

en maken we gebruik van:

$$\frac{p_{z,l}}{E_e} = \frac{E_l}{E_e} \cos \theta_l \quad (\text{G.5})$$

(verwaarlozing van de lepton massa) en van:

$$\frac{E_l}{E_e} = 2 \frac{1 - y_B}{1 - \cos \theta_l} \quad (\text{G.6})$$

dan rekt men gemakkelijk na dat

$$\left(\sum_h E_h - p_{z,h} \right) = 2 E_e y_B \quad (\text{G.7})$$

Uiteindelijk geeft dit dan:

$$M_X^2 = 2 E_e y_B \left(\sum_h E_h + p_{z,h} \right) - \left(\sum_h p_{x,h} \right)^2 - \left(\sum_h p_{y,h} \right)^2 \quad (\text{G.8})$$

Bijlage H

Zuiverheid en migratie-factor van een cel.

Eens we de condities bepaald hebben die bepalen of een Monte Carlo gebeurtenis 'voor' detector en 'na' detector meetelt, kunnen we volgende stalen definiëren (per cel):

- Het aantal gebeurtenissen N_1 die 'voor' detector, in de bewuste cel zijn terechtgekomen.
- het aantal gebeurtenissen N_2 dat tegelijkertijd 'voor' en 'na' detector-simulatie, in een en dezelfde cel zijn terechtgekomen. (uiteraard is $N_2 \leq N_1$).
- het aantal gebeurtenissen N_3 dat in de bewuste cel is terechtgekomen 'na' detector-simulatie, hoewel de gebeurtenissen 'voor' detector ofwel de selecties 'voor detector' niet hadden overleefd, ofwel in een andere cel waren terechtgekomen 'voor detector'.

We merken op dat N_1 statistisch gezien door een Poisson distributie beschreven wordt, terwijl het paar (N_1, N_2) een binomiaal distributie volgt. N_3 is door een Poisson distributie beschreven en is in principe onafhankelijk van N_1 of N_2 , gezien het getrokken is uit een disjunct staal gebeurtenissen (nl. de gebeurtenissen die 'voor' detector *niet* in de bewuste cel terechtkwamen). Het is de statistische afhankelijkheid van N_2 en N_1 , en de onafhankelijkheid van N_3 die maakt dat we gedwongen zijn een onderscheid te maken tussen N_2 en N_3 . De parameters die deze distributies beschrijven zijn de grootheden in dewelke we geïnteresseerd zijn:

- de Poisson parameter λ_1 die de distributie van N_1 beschrijft.
- de Poisson parameter λ_2 die de distributie van N_3 beschrijft.
- de parameter p die de binomiaal-verdeling van (N_1, N_2) beschrijft
- een schatting van de bij-horende statistische fout (standaard afwijking) op de extractie van deze parameters.

De parameter p noemen we de *zuiverheid* van de reconstructie in de beschouwde cel. De verhouding van λ_1 en λ_2 :

$$\chi = \frac{\lambda_2}{\lambda_1} \quad (\text{H.1})$$

noemen we de *migratie-coëfficiënt* van de cel, en beschrijft in welke mate de cel gecontamineerd wordt met gebeurtenissen die eigenlijk niet thuis horen in de cel, maar door allerlei detector-, reconstructie- en selectie-effecten er toch in voorkomen.

De uiteindelijke verhouding die we willen uitrekenen is het aantal gebeurtenissen dat in totaal wordt gereconstrueerd in een cel op het aantal gebeurtenissen die er voor detector in zijn terecht gekomen. Dit is het getal (eigenlijk het reciproke van deze verhouding) dat gebruikt kan worden om de echte gegevens te corrigeren voor detector effecten. De verhouding is gelijk aan de som van p en χ :

$$\hat{C} = \hat{p} + \hat{\chi} \quad (\text{H.2})$$

De schatters van p en χ zouden in het geval van een zuiver Monte Carlo staal met voldoende statistiek de volgende vorm aannemen:

$$\hat{p} = \frac{N_2}{N_1} \quad (\text{H.3})$$

$$\hat{\chi} = \frac{N_3}{N_1} \quad (\text{H.4})$$

met als bij-horende geschatte standaard afwijkingen:

$$\sigma(\hat{p}) = \sqrt{p \cdot (1-p)} \frac{\Delta N_1}{N_1} \quad (\text{H.5})$$

Gezien we p zelf niet kennen, nemen we als mogelijke fout een boven-grens op $p \cdot (1-p)$, namelijk $1/4$:

$$\sigma(\hat{p}) = \frac{1}{2} \frac{\Delta N_1}{N_1} \quad (\text{H.6})$$

$$\sigma(\hat{\chi}) = \sqrt{\left(\frac{\Delta N_3}{N_1}\right)^2 + \left(\frac{N_3 \Delta N_1}{N_1^2}\right)^2} \quad (\text{H.7})$$

In de praktijk werken we echter met een gewogen Monte Carlo staal. Dat maakt dat we uiteindelijk volgende schatters bekomen:

$$\hat{p} = \frac{\sum_{i=1}^{n_2} w_{i,2}}{\sum_{i=1}^{n_1} w_{i,1}} \quad (\text{H.8})$$

$$\hat{\chi} = \frac{\sum_{i=1}^{n_3} w_{i,3}}{\sum_{i=1}^{n_1} w_{i,1}} \quad (\text{H.9})$$

met als bij-horende afschattingen van de fouten (standaard afwijkingen):

$$\Delta(\hat{p}) = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{n_1} w_{i,1}^2}{\sum_{i=1}^{n_1} w_{i,1}}} \quad (\text{H.10})$$

$$\Delta(\hat{\chi}) = \frac{\sqrt{(\sum_{i=1}^{n_3} w_{i,3})^2 (\sum_{i=1}^{n_1} w_{i,1}^2) + (\sum_{i=1}^{n_1} w_{i,1})^2 (\sum_{i=1}^{n_3} w_{i,3}^2)}}{(\sum_{i=1}^{n_1} w_{i,1})^2} \quad (\text{H.11})$$

$$\hat{C} = \hat{p} + \hat{\chi} \quad (\text{H.12})$$

$$\Delta(\hat{C}) = \sqrt{(\Delta(\hat{p}))^2 + (\Delta(\hat{\chi}))^2} \quad (\text{H.13})$$

Bijlage I

η_{\max} versus x .

Het naieve Quark Parton Model (QPM) geeft voor de hoek γ die de aangeslagen quark maakt ten opzichte van de z -as in het H1 laboratorium systeem [IB91]:

$$\cos \gamma = \frac{Q^2(1 - y_B) - 4E_e^2 \frac{y_B^2}{\text{bunzel}}}{Q^2(1 - y_B) + 4E_e^2 \frac{y_B^2}{\text{bunzel}}} \quad (\text{I.1})$$

Nemen we nu aan dat de ganse hadronische eind-toestand ongeveer parallel met die uitgestoten quark beweegt, dan kan men een ruwe schatting van de η_{QPM} uitrekenen, die gewoon overeenkomt met de hoek γ . Uit de definitie van pseudo rapidity volgt:

$$\eta_{QPM} = -\ln \tan \frac{\gamma}{2} \quad (\text{I.2})$$

Vervangen we Q^2 in de betrekking van $\cos \gamma$ door $x_B y_B s$, en s door $4E_e E_p$, dan bekommen we:

$$\cos \gamma = \frac{x_B(1 - y_B)E_p - E_e y_B}{x_B(1 - y_B)E_p + E_e y_B} \quad (\text{I.3})$$

Uit de goniometrische relatie:

$$\cos \gamma = \frac{1 - \tan^2 \frac{\gamma}{2}}{1 + \tan^2 \frac{\gamma}{2}} \quad (\text{I.4})$$

volgt:

$$\tan^2 \frac{\gamma}{2} = \frac{1 - \cos \gamma}{1 + \cos \gamma} \quad (\text{I.5})$$

zodat:

$$\eta_{QPM} = -\ln \tan \frac{\gamma}{2} = -\frac{1}{2} \ln \frac{1 - \cos \gamma}{1 + \cos \gamma} \quad (\text{I.6})$$

Invullen van de kinematische betrekking voor $\cos \gamma$ levert na wat algebra :

$$\eta_{QPM} = \frac{1}{2} \ln \left(x_B \left(\frac{1}{y_B} - 1 \right) \frac{E_p}{E_e} \right) \quad (\text{I.7})$$

In de benadering waarin y_B relatief klein is ten opzichte van 1, en gebruik makende van $4x_B y_B E_e E_p = s$, vinden we:

$$\eta_{QPM} \approx \frac{1}{2} \ln \left(x_B \left(\frac{4E_p^2 x_B^2}{Q^2} \right) \right) = \ln(x_B) + \frac{1}{2} \ln \frac{4E_p^2}{Q^2} \quad (\text{I.8})$$

Bijlage J

Schatting van systematische fouten met Monte Carlo.

In deze appendix wordt uiteengezet hoe het komt dat systematische effecten die kleiner zijn dan de statistische fout op het beschouwde resultaat niet kunnen geschat worden met behulp van een gewijzigd Monte Carlo simulatie-model dat het effect in rekening brengt. Inderdaad, laten we volgend voorbeeld beschouwen: we beschikken over een realisatie m.b.v. een groot aantal gebeurtenissen van een zeker ensemble. We splitsen deze verzameling gebeurtenissen in 2 delen. Uiteraard zijn de ensembles (en dus alle verwachtingswaarden) voor beide delen gelijk. De verwachtingswaarde van de correctie-coëfficiënt op deel 1 is:

$$\langle CC_1 \rangle = \frac{\langle \text{voor}_1 \rangle}{\langle na_1 \rangle} \quad (\text{J.1})$$

en op deel 2:

$$\langle CC_2 \rangle = \frac{\langle \text{voor}_2 \rangle}{\langle na_2 \rangle} \quad (\text{J.2})$$

Uit de volledige equivalentie van beide ensembles volgt dan $\langle CC_1 \rangle = \langle CC_2 \rangle$.

Laten we nu onderstellen dat we 2 verschillende reconstructie-schema's a en b beschouwen, toegepast op een en dezelfde realisatie van een ensemble 'voor' detector. Een zelfde stel gebeurtenissen N_{voor} geeft nu aanleiding tot een aantal gebeurtenissen N_{na}^a die binnen de gegeven cel liggen voor reconstructie-schema a , en een aantal gebeurtenissen N_{na}^b die binnen diezelfde gegeven cel liggen voor reconstructie-schema b . N_{na}^a is in feite een realisatie van de Poisson verdeling met verwachtingswaarde $\xi_a \cdot N_{\text{voor}}$. Indien de reconstructie-schema's gelijk zijn, is $N_{na}^a = N_{na}^b$ maar naarmate de reconstructie-schema's verschillen (zelfs indien ξ_a en ξ_b niet veel verschillen !) gaan de realisaties N_{na}^a en N_{na}^b hoe langer hoe meer statistisch onafhankelijk worden, waardoor hun verschil hoe langer hoe meer een manifestatie gaat zijn van de statistische fluctuaties waaraan ze onderhevig zijn. Dit probleem volledig en correct statistisch behandelen zou ons veel te ver leiden, maar we gaan volgende redelijke onderstelling maken:

$$N_{na}^b = N_{na}^a + \Delta_{ab}N - \Delta_{ba}N \quad (\text{J.3})$$

waar $\Delta_{ab}N$ een realisatie is van een Poisson veranderlijke. De gemiddelde waarde van die Poisson veranderlijke is gelijk aan $\eta_{ab} \cdot N_{\text{voor}}$, waar η_{ab} de kans aangeeft dat een gebeurtenis doorheen een cel-grens gaat migreren (in de bewuste cel) ten gevolge van de wijziging van het reconstructie-schema. $\Delta_{ba}N$ wordt verondersteld een vergelijkbare realisatie van een Poisson veranderlijke te zijn. η_{ba} geeft de kans aan om uit de cel weg te migreren ten gevolge van de wijziging in reconstructie-schema. Er geldt:

$$\eta_{ab} - \eta_{ba} = \xi_b - \xi_a \quad (\text{J.4})$$

Om na te gaan of de reconstructie-schema's a en b onderling een zekere 'systematiek' vertonen (dat wil zeggen: ξ_a is verschillend van ξ_b), berekenen we:

$$\epsilon = \frac{N_{na}^b}{N_{na}^a} \quad (\text{J.5})$$

Dat is de verhouding van de berekende correctie-coëfficiënten en tevens de verhouding van 'gecorrigeerde' metingen indien we uitgaan van dezelfde verzameling gegevens. Laten we nu onderstellen dat er zich geen systematisch

effect voordoet, dus $\xi_a = \xi_b = \xi$ (en bijgevolg $\eta_{ab} = \eta_{ba} = \eta$). In de aanname dat de statistiek groot genoeg is om een Gaussische benadering toe te laten, herleidt dit zich tot volgende kans-grootheid:

$$\epsilon = N \left(\mu = 1, \sigma = \frac{\sqrt{\eta}}{\xi \cdot \sqrt{N_{\text{voor}}}} \right) \quad (\text{J.6})$$

Samengevat wil dit het volgende zeggen: Indien de statistische fout op een zekere grootheid ξ gelijk is aan $\delta = \frac{1}{\sqrt{\xi N_{\text{voor}}}}$, en we verwachten dat door verandering van reconstructie-schema een fractie η van het totale aantal gebeurtenissen doorheen cel-grenzen gaat migreren, dan verwachten we ons — louter ten gevolge van statistische effecten — aan een wijziging in de resultaten die van de orde van $\sqrt{\frac{\eta}{\xi}} \cdot \delta$ zijn. Concreet: indien men verwacht dat een tiende van de aanwezige gebeurtenissen beïnvloed wordt door de wijziging in reconstructie-schema, en men veronderstelt zelfs een $\xi = 1$, dan verwacht men fluctuaties ten belope van een derde van de totale statistische fout — zonder dat er sprake is van enig systematisch verschil in de verwachtingswaarden.

We kunnen bijgevolg door wijzigingen aan te brengen in het reconstructie-schema, onmogelijk systematische effecten waarnemen die niet beduidend groter zijn dan de statistische fout op onze resultaten.

Bijlage K

Varianten op RAPGAP.

K.1 De individuele partonische processen.

In deze appendix worden de verschillen tussen een aantal verwante RAPGAP Monte Carlo modellen nader bekeken. Zoals in de inleiding (hoofdstuk 1) werd besproken, is het RAPGAP model gebaseerd op 3 partonische processen: QED foton absorptie door een quark, QCD-Compton verstrooiing en foton-gluon fusie.

In figuur K.1 vindt men een schema van een hadronisch pomeron, bestaande uit 2 quarks, dat een (elektromagnetische) interactie ondergaat doordat een van de quarks het virtuele foton absorbeert. Kinematisch gezien wordt geen p_T gegenereerd in de mate dat de twee quarks vrij zijn (en hun interne transversale impuls te verwaarlozen is). Dit schema is gebruikt in het zogenaamde $q\bar{q}$ Monte Carlo model.

Een schema van een hadronisch pomeron, bestaande uit 2 quarks, dat een (elektromagnetische+QCD) interactie ondergaat via een QCD-Compton diagramma is weergegeven in figuur K.2. Hier wordt wel een zekere p_T gegenereerd tgv. het QCD diagramma.

In figuur K.3 ziet men de interactie van een hadronisch pomeron, bestaande uit 2 gluonen met een virtueel foton. Hiervoor is steeds een QCD diagramma nodig: in dit geval heeft men foton-gluon fusie. Ten gevolge van het QCD diagramma wordt er een zekere p_T gegenereerd. Dit schema is hetgeen is gebruikt in het zogenaamde $q\bar{q}g$ Monte Carlo model.

K.2 De 'elementaire' RAPGAP Monte Carlo modellen.

In wat volgt hebben we de Q^2 -geïntegreerde identificatie procedure voor $\xi(p_T, \beta)$ toegepast op de hadronische eind-toestand van de generator gebaseerd op de verschillende modellen. Er werden *geen* detector-effecten in rekening gebracht, en de afhankelijkheden die men waarneemt zijn die die werkelijk in het model zijn ingebouwd.

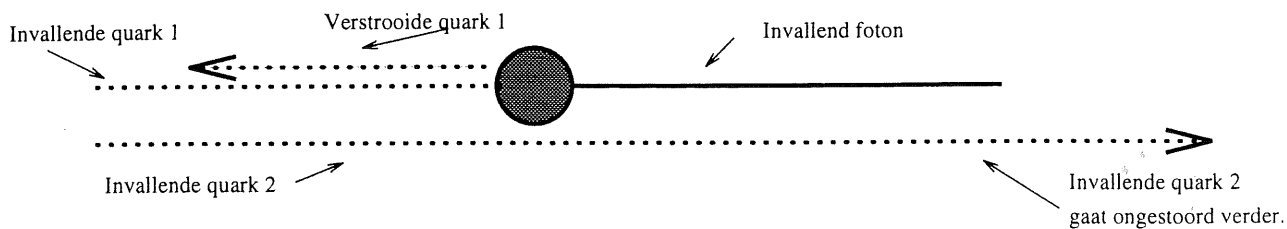
In een eerste versie van het RAPGAP model werd als model voor het pomeron een $q\bar{q}$ toestand ingebouwd. Bovendien was geen QCD Compton proces ingebouwd zodat het enige wat zich kan voordoen een QED absorptie van een foton door een quark is. In figuur K.4 is de voorstelling gegeven van ξ voor het $q\bar{q}$ model. Zoals men kan waarnemen is er helemaal geen afhankelijkheid van β of van p_T te bespeuren: perfecte factorisatie. Men neemt bovendien waar dat de grote statistische fouten op de punten die overeenstemmen met het grootste p_T interval wijzen op de uiterste zeldzaamheid om een grote p_T terug te vinden. Dat is in overeenstemming met het beeld dat men heeft van het partonische proces waarin inderdaad geen 'harde' transverse impuls gegenereerd wordt door een QCD diagramma.

In figuur K.5 wordt ξ weergegeven voor het zogenaamde $q\bar{q}g$ Monte Carlo model. Dat is het model waarin een pomeron als een zuivere di-gluon toestand is gemodelleerd. Dat houdt in dat het enige relevante proces foton-gluon fusie is. Weerom stelt men (binnen statistische fluctuaties) een factorisatie¹ vast.

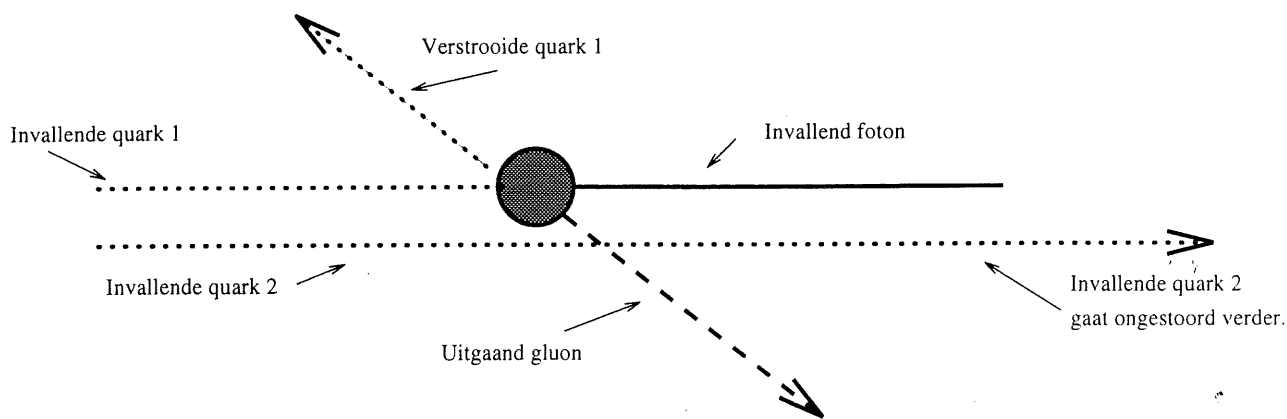
K.3 'Productie' RAPGAP Monte Carlo modellen.

In figuren K.6 en K.7 is ξ weergegeven voor een 'volwaardig' Monte Carlo model. Alle processen zijn aanwezig, en het pomeron wordt voorgesteld door middel van een Parton-model dat is geïnspireerd door de meting van $F_2^{D(3)}$ zoals bepaald uit de gegevens van 1993 [Col95a]. Het enige uitgewisselde Regge traject is het pomeron.

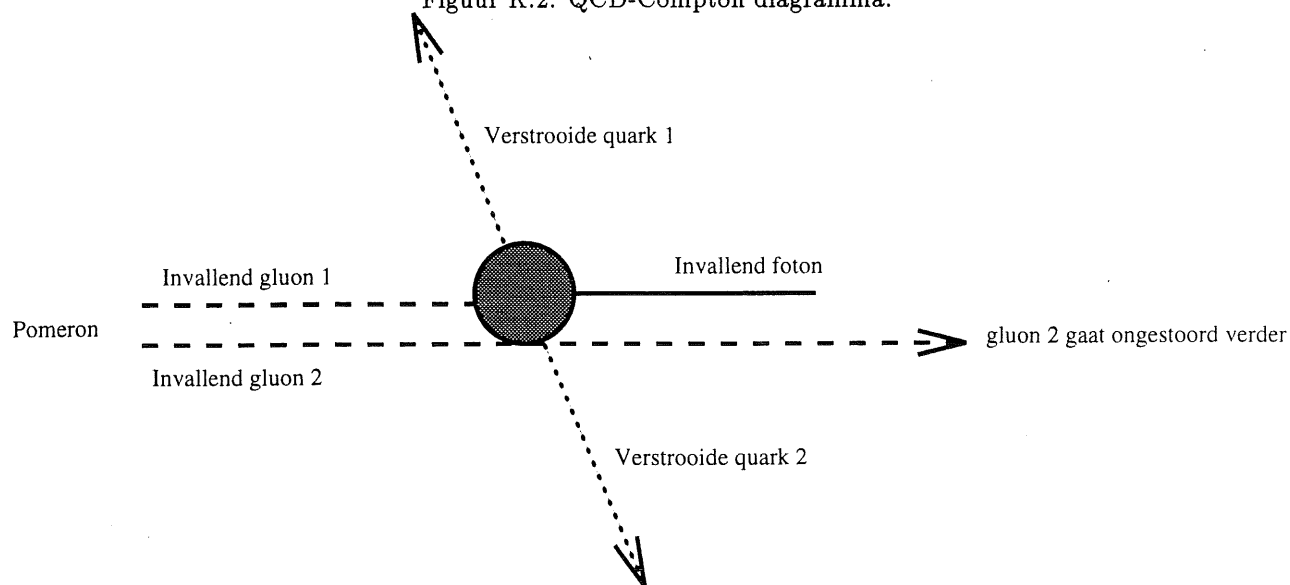
¹De kleine afwijking van factorisatie, namelijk een licht stijgende tendens voor ξ in functie van β , die men waarneemt is vermoedelijk het gevolg van een kleine programmeerfout die de fase-ruimte te streng begrenst. Het onderzoek hiernaar is op het ogenblik van dit schrijven nog niet afgerond. In elk geval zijn deze kleine afwijkingen van geen belang voor de veel grotere factorisatieschending die wordt waargenomen wanneer een subdominant Regge traject wordt toegevoegd.



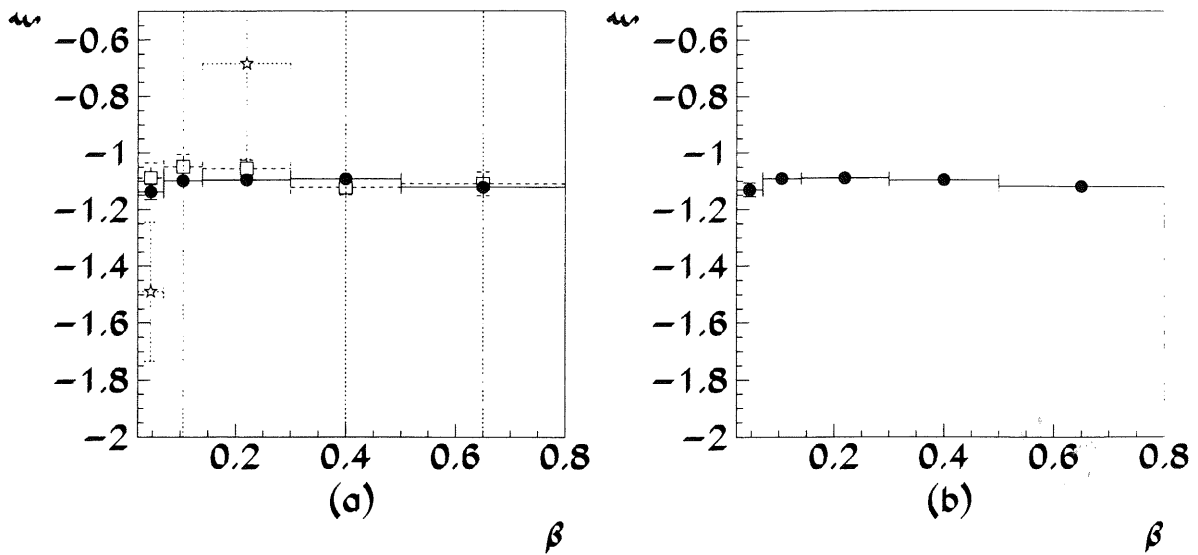
Figuur K.1: QED foton absorptie.



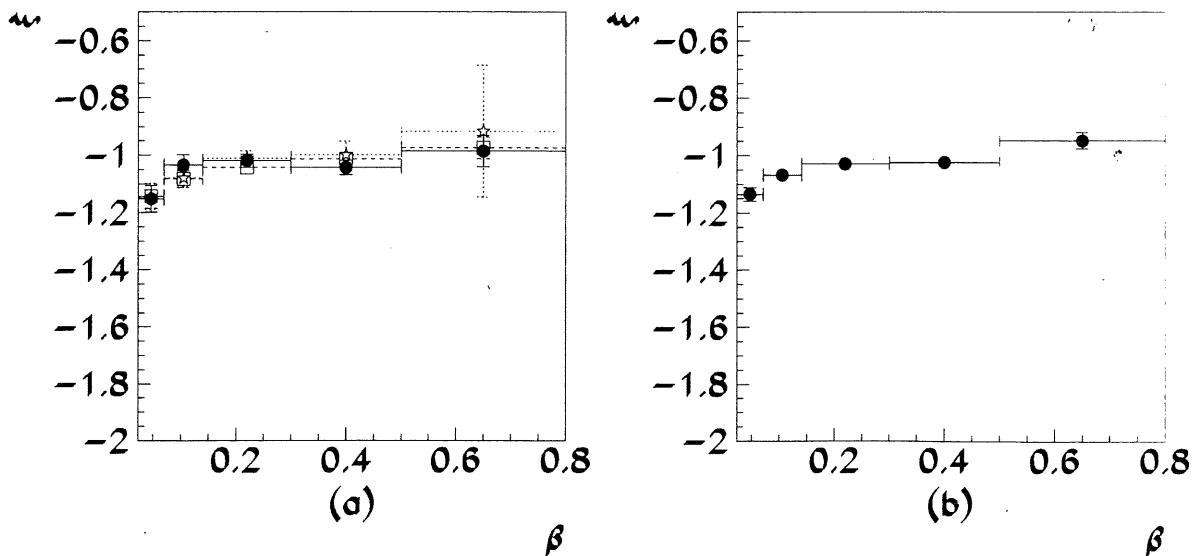
Figuur K.2: QCD-Compton diagramma.



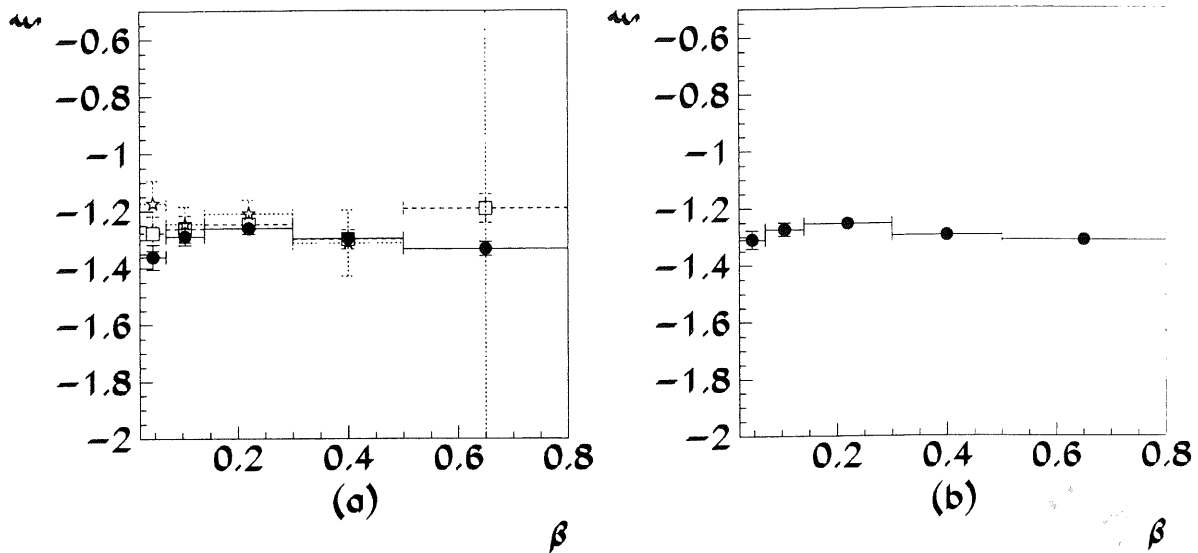
Figuur K.3: Foton-gluon fusie.



Figuur K.4: Het $q\bar{q}$ model. Figuur (a) bevat 3 grafieken van $\xi(p_T, \beta)$, respectievelijk voor p_T tussen 0 en 0.8 GeV (zwarte bolletjes), tussen 0.8 en 1.7 GeV (open vierkantjes) en tussen 1.7 en 4.0 GeV (open sterretjes). Figuur (b) stelt $\xi(\beta)$ voor, waarbij werd geïntegreerd over alle p_T .



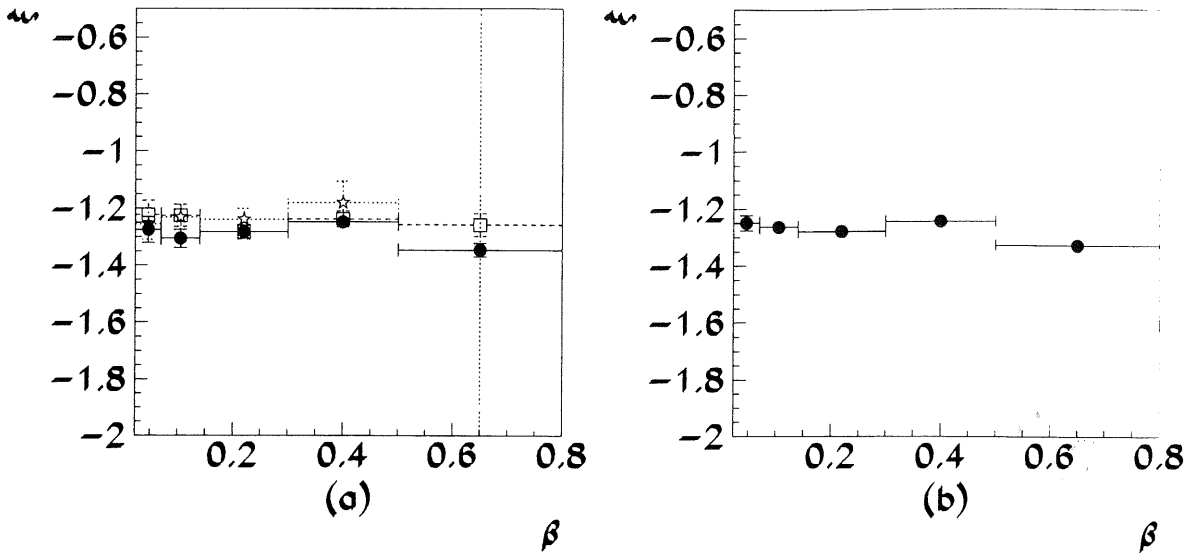
Figuur K.5: Het $q\bar{q}g$ Monte Carlo model. Figuur (a) bevat 3 grafieken van $\xi(p_T, \beta)$, respectievelijk voor p_T tussen 0 en 0.8 GeV (zwarte bolletjes), tussen 0.8 en 1.7 GeV (open vierkantjes) en tussen 1.7 en 4.0 GeV (open sterretjes). Figuur (b) stelt $\xi(\beta)$ voor, waarbij werd geïntegreerd over alle p_T .



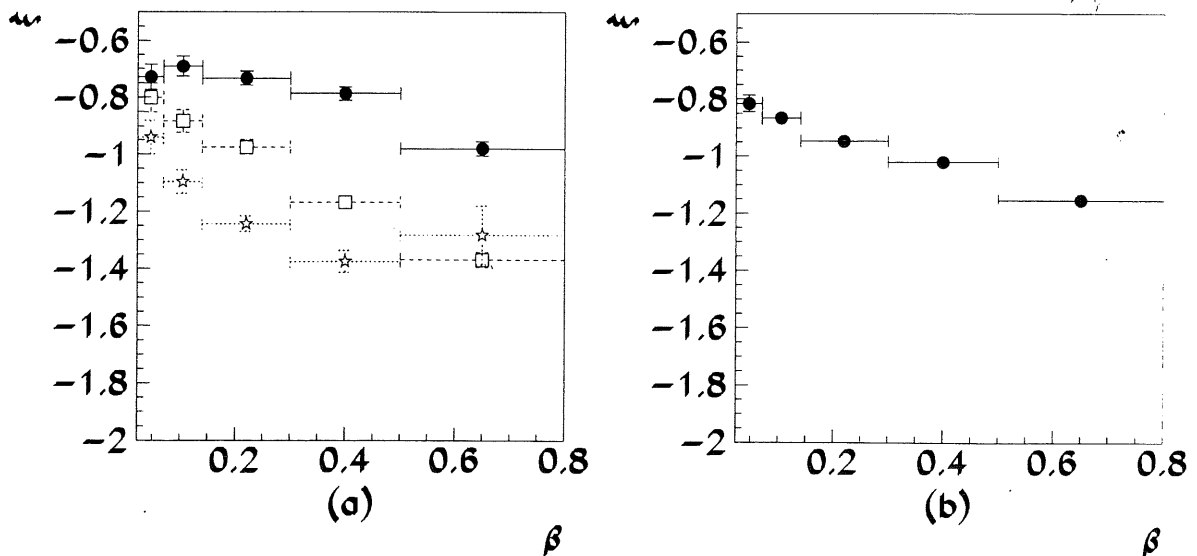
Figuur K.6: RAPGAP waarin enkel het pomeron traject uitgewisseld wordt. Het parton shower model werd gebruikt. Figuur (a) bevat 3 grafieken van $\xi(p_T, \beta)$, respectievelijk voor p_T tussen 0 en 0.8 GeV (zwarte bolletjes), tussen 0.8 en 1.7 GeV (open vierkantjes) en tussen 1.7 en 4.0 GeV (open sterretjes). Figuur (b) stelt $\xi(\beta)$ voor, waarbij werd geïntegreerd over alle p_T .

In figuur K.6 werd als fragmentatie model het parton shower model gebruikt, terwijl in figuur K.7 het kleur dipool model [Laf97] werd aangewend. We nemen weerom factorisatie waar, zoals verwacht.

Tenslotte is in figuur K.8 het Monte Carlo model weergegeven dat we in onze analyse hebben gebruikt: het RAPGAP model, waarin naast een pomeron traject ook een subdominant meson traject aanwezig is. We verwachten ons aan een dubbele schending van de factorisatie. De afhankelijkheid van ξ in β is het beste waar te nemen in de p_T -geïntegreerde grafiek (b). De afhankelijkheid is expliciet in het model ingebracht, doordat de partonische inhoud van het pomeron die is die de analyse van $F_2^{D(3)}$ op de gegevens van 1994 had aangegeven, en waarin inderdaad een afhankelijkheid in β was waargenomen. De afhankelijkheid in p_T (die duidelijk waarneembaar is in figuur (a)) is niet expliciet in het model ingebracht en is dus een *voorspelling* van het model.



Figuur K.7: RAPGAP waarin enkel het pomeron traject uitgewisseld wordt. Het kleur dipool model werd gebruikt. Figuur (a) bevat 3 grafieken van $\xi(p_T, \beta)$, respectievelijk voor p_T tussen 0 en 0.8 GeV (zwarte bolletjes), tussen 0.8 en 1.7 GeV (open vierkantjes) en tussen 1.7 en 4.0 GeV (open sterretjes). Figuur (b) stelt $\xi(\beta)$ voor, waarbij werd geïntegreerd over alle p_T .



Figuur K.8: RAPGAP met uitwisseling van subdominant traject. Figuur (a) bevat 3 grafieken van $\xi(p_T, \beta)$, respectievelijk voor p_T tussen 0 en 0.8 GeV (zwarte bolletjes), tussen 0.8 en 1.7 GeV (open vierkantjes) en tussen 1.7 en 4.0 GeV (open sterretjes). Figuur (b) stelt $\xi(\beta)$ voor, waarbij werd geïntegreerd over alle p_T .

Bijlage L

Herwegen van een Monte Carlo staal.

In deze appendix bestuderen we het probleem dat zelfs een 'perfecte' beschrijving van de gegevens door een Monte Carlo model een intrinsieke onzekerheid op dat Monte Carlo model overhoudt die even groot is als de statistische fluctuaties op de gegevens. Ook al lijkt het Monte Carlo model 'perfect' gezien het huidige staal van gegevens, een hoger aantal metingen houdt altijd de mogelijkheid in dat er significante afwijkingen zullen zichtbaar worden tussen het model en de gegevens. Deze onzekerheid op het Monte Carlo model kan voortgeplant worden naar de statistisch onafhankelijke voorspellingen die door dat Model gemaakt worden en die gebruikt worden bij het tot stand komen van het eind-resultaat van de analyse. We willen bijgevolg nagaan wat het effect is van deze intrinsieke onzekerheid van het simulatie-model op het eind-resultaat. Een manier om dit te bewerkstelligen bestaat erin het bestaande Monte Carlo staal te herwegen op zo een wijze dat het herwogen model nog steeds statistisch in overeenstemming is met de waargenomen gegevens. Om dit volledig juist te doen zouden we als het ware een Monte Carlo model van de herweging van het Monte Carlo model moeten invoeren, maar dit leidt ons veel te ver. We selecteren gewoon 1 scalaire grootte ψ en gaan het Monte Carlo model lineair herwegen in functie van de beschouwde variabele ψ :

$$w'_i = w_i(a \cdot \psi + b) \quad (\text{L.1})$$

De (enige) vrije parameter in deze lineaire herweging wordt nu zodanig gekozen dat de herwogen distributie binnen een zekere betrouwbaarheid statistisch compatieel is met de verdeling van de gegevens. Er is inderdaad maar 1 vrije parameter in deze herweging, want een globale herweging heeft geen invloed op een Monte Carlo model.

We gaan uit van een χ^2 verdeling die het verschil aangeeft tussen de niet-herwogen en de herwogen verdeling in ψ :

$$\chi^2 = \sum_i \frac{(a\psi_i + b - 1)^2 \cdot w_i^2}{\sigma_i^2} \quad (\text{L.2})$$

waarin w_i het gewicht is (en σ de standaard afwijking op w_i) van het i -de interval in ψ volgens de gegevens. ψ_i is de waarde van ψ in het midden van dat i -de interval. De som loopt over alle intervallen i . Uit de waarden van w_i , σ_i en ψ_i extraheren we 3 grootheden:

$$FF = \sum_i \frac{w_i^2}{\sigma_i^2} \cdot \psi_i^2 \quad (\text{L.3})$$

$$F = \sum_i \frac{w_i^2}{\sigma_i^2} \cdot \psi_i \quad (\text{L.4})$$

$$S = \sum_i \frac{w_i^2}{\sigma_i^2} \quad (\text{L.5})$$

daaruit volgt:

$$\chi^2(a, b) = a^2 \cdot FF + 2a(b - 1) \cdot F + (b - 1)^2 \cdot S \quad (\text{L.6})$$

b is geen vrije parameter, maar moet voor een gegeven waarde van a , $\chi^2(a, b)$ minimaliseren:

$$\frac{d\chi^2(a, b)}{db} = 0 \quad (\text{L.7})$$

geeft:

$$b'(a) = \frac{S - F \cdot a}{S} \quad (\text{L.8})$$

met deze beperking herleidt χ^2 zich tot:

$$\chi^2(a) = \chi^2(a, b = b'(a)) = \frac{a^2(SF - F^2)}{S} \quad (\text{L.9})$$

zodat de oplossingen voor een gegeven χ^2 luiden:

$$a_{\pm} = \pm \sqrt{\frac{S\chi^2}{S \cdot FF - F^2}} \quad (\text{L.10})$$

In onze analyse hebben we een variant op deze techniek gebruikt, die uitgaat van een herweging

$$w'_i = \beta(1 + \alpha\psi_i)w_i \quad (\text{L.11})$$

in plaats van de betrekking die we hierboven hebben neergeschreven. β wordt zodanig gekozen dat de χ^2 voor een gegeven α zo klein mogelijk is. Deze situatie is niet helemaal equivalent met bovenstaand uitgewerkt voorbeeld, en heeft als voornaamste gevolg dat de uit te voeren algebra een stuk ingewikkelder is. De uiteindelijke extreme waarden voor α zijn:

$$\alpha_{\pm} = \frac{F \cdot \chi^2 \pm \sqrt{F^2 \cdot (\chi^2)^2 + S \cdot \chi^2 \cdot (-F^2 + A \cdot FF - FF \cdot \chi^2)}}{A \cdot FF - FF \cdot \chi^2 - F^2} \quad (\text{L.12})$$

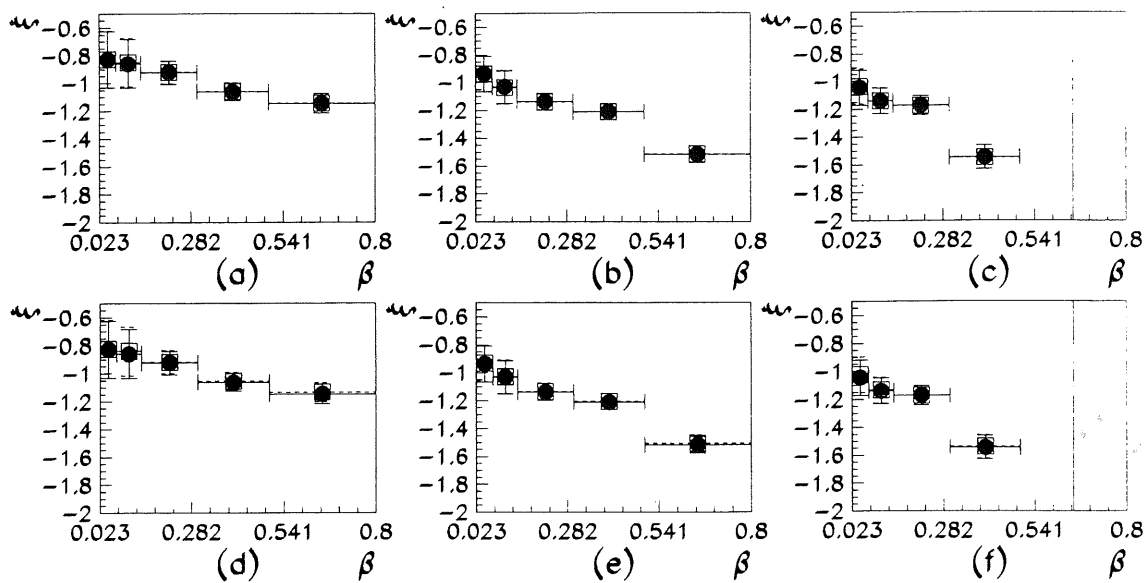
met bijhorende $\beta'(\alpha)$

$$\beta'(\alpha) = \frac{A + \alpha \cdot F}{A + 2 \cdot \alpha \cdot F + \alpha^2 \cdot FF} \quad (\text{L.13})$$

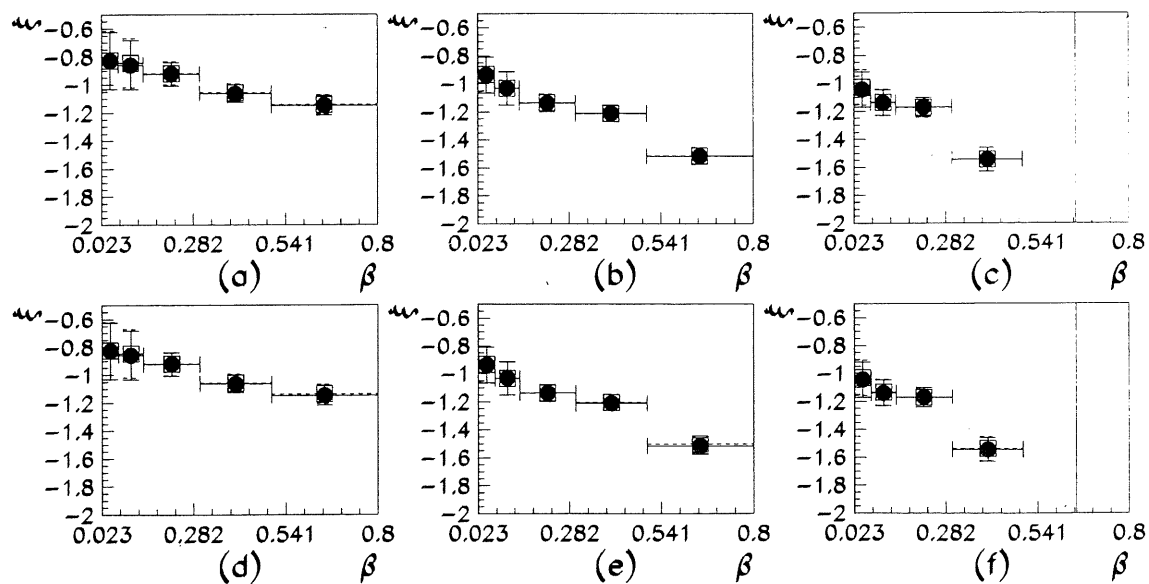
Voor een gegeven aantal vrijheidsgraden (aantal intervallen in ψ) en een gewenst betrouwbaarheidsinterval kan men de bijhorende χ^2 berekenen en bijgevolg de bijhorende extreme lineaire herwegingen.

Bovenstaande methode werd toegepast bij de berekening van de systematische afwijkingen van ξ ten gevolge van een herweging in β en in p_T . We hebben een betrouwbaarheidsniveau van 0.995 geëist. In figuur L.1 passen we de techniek toe op de p_T verdeling, in figuur L.2 passen we de techniek toe op de β verdeling.

We komen tot het besluit dat het effect van deze herwegingen volledig te verwaarlozen is ten opzichte van de statistische onzekerheden.



Figuur L.1: ξ systematiek voor een herweging in p_T . In (a),(b) en (c) vergelijkt men $\xi(\beta, p_T)$ bekomen uit de 'normale' analyse (zwarte bolletjes) met de resultaten (open vierkantjes) bekomen met een positieve lineaire herweging in p_T . In (d), (e) en (f) vergelijkt men met het resultaat van een negatieve lineaire herweging in p_T . In (a) en (d), (b) en (e), en (c) en (f) stellen respectievelijk de 3 beschouwde p_T intervallen voor: 0.0 - 0.8 GeV, 0.8 - 1.7 GeV en 1.7 - 4.0 GeV.



Figuur L.2: ξ systematiek voor een herweging in β . In (a),(b) en (c) vergelijkt men $\xi(\beta, p_T)$ bekomen uit de 'normale' analyse (zwarte bolletjes) met de resultaten (open vierkantjes) bekomen met een positieve lineaire herweging in β . In (d), (e) en (f) vergelijkt men met het resultaat van een negatieve lineaire herweging in β . In (a) en (d), (b) en (e), en (c) en (f) stellen respectievelijk de 3 beschouwde β intervallen voor: 0.0 - 0.8 GeV, 0.8 - 1.7 GeV en 1.7 - 4.0 GeV..

Bijlage M

Aantallen gebeurtenissen.

De volgende tabellen geven het aantal gebeurtenissen aan dat uiteindelijk daadwerkelijk in $F_{2,p_T}^{D(3)}$ werd opgenomen. De getallen in de kolommen Q^2 , β , p_T en x_P slaan op het volgnummer van het interval horende bij de veranderlijke in kwestie.

Q^2	β	p_T	x_P	Aantal gebeurtenissen
1	1	1	1	0
1	1	1	2	0
1	1	1	3	0
1	1	1	4	0
1	1	1	5	8
1	1	1	6	18
1	1	1	7	10
1	1	1	8	0
1	1	2	1	0
1	1	2	2	0
1	1	2	3	0
1	1	2	4	0
1	1	2	5	10
1	1	2	6	19
1	1	2	7	15
1	1	2	8	0

Q^2	β	p_T	x_P	Aantal gebeurtenissen
1	1	3	1	0
1	1	3	2	0
1	1	3	3	0
1	1	3	4	0
1	1	3	5	16
1	1	3	6	23
1	1	3	7	10
1	1	3	8	0
1	2	1	1	0
1	2	1	2	0
1	2	1	3	0
1	2	1	4	10
1	2	1	5	16
1	2	1	6	1
1	2	1	7	0
1	2	1	8	0
1	2	2	1	0
1	2	2	2	0
1	2	2	3	0
1	2	2	4	13
1	2	2	5	29
1	2	2	6	4
1	2	2	7	0
1	2	2	8	0
1	2	3	1	0
1	2	3	2	0
1	2	3	3	0
1	2	3	4	15
1	2	3	5	16
1	2	3	6	4
1	2	3	7	0
1	2	3	8	0

Q^2	β	p_T	x_P	Aantal gebeurtenissen
1	3	1	1	0
1	3	1	2	0
1	3	1	3	26
1	3	1	4	16
1	3	1	5	8
1	3	1	6	0
1	3	1	7	0
1	3	1	8	0
1	3	2	1	0
1	3	2	2	2
1	3	2	3	24
1	3	2	4	24
1	3	2	5	3
1	3	2	6	0
1	3	2	7	0
1	3	2	8	0
1	3	3	1	0
1	3	3	2	0
1	3	3	3	4
1	3	3	4	9
1	3	3	5	2
1	3	3	6	0
1	3	3	7	0
1	3	3	8	0
1	4	1	1	0
1	4	1	2	23
1	4	1	3	42
1	4	1	4	4
1	4	1	5	0
1	4	1	6	0
1	4	1	7	0
1	4	1	8	0
1	4	2	1	0
1	4	2	2	5
1	4	2	3	21
1	4	2	4	4
1	4	2	5	0
1	4	2	6	0
1	4	2	7	0
1	4	2	8	0
1	4	3	1	0
1	4	3	2	0
1	4	3	3	1
1	4	3	4	0
1	4	3	5	0
1	4	3	6	0
1	4	3	7	0
1	4	3	8	0

Q^2	β	p_T	x_P	Aantal gebeurtenissen
1	5	1	1	0
1	5	1	2	0
1	5	1	3	3
1	5	1	4	0
1	5	1	5	0
1	5	1	6	0
1	5	1	7	0
1	5	1	8	0
1	5	2	1	0
1	5	2	2	0
1	5	2	3	0
1	5	2	4	0
1	5	2	5	0
1	5	2	6	0
1	5	2	7	0
1	5	2	8	0
1	5	3	1	0
1	5	3	2	0
1	5	3	3	0
1	5	3	4	0
1	5	3	5	0
1	5	3	6	0
1	5	3	7	0
1	5	3	8	0
2	1	1	1	0
2	1	1	2	0
2	1	1	3	0
2	1	1	4	0
2	1	1	5	8
2	1	1	6	44
2	1	1	7	48
2	1	1	8	14
2	1	2	1	0
2	1	2	2	0
2	1	2	3	0
2	1	2	4	0
2	1	2	5	11
2	1	2	6	69
2	1	2	7	106
2	1	2	8	27
2	1	3	1	0
2	1	3	2	0
2	1	3	3	0
2	1	3	4	0
2	1	3	5	12
2	1	3	6	67
2	1	3	7	102
2	1	3	8	43

Q^2	β	p_T	x_P	Aantal gebeurtenissen
2	2	1	1	0
2	2	1	2	0
2	2	1	3	0
2	2	1	4	18
2	2	1	5	51
2	2	1	6	51
2	2	1	7	39
2	2	1	8	4
2	2	2	1	0
2	2	2	2	0
2	2	2	3	0
2	2	2	4	14
2	2	2	5	47
2	2	2	6	71
2	2	2	7	52
2	2	2	8	16
2	2	3	1	0
2	2	3	2	0
2	2	3	3	0
2	2	3	4	12
2	2	3	5	46
2	2	3	6	67
2	2	3	7	58
2	2	3	8	17
2	3	1	1	0
2	3	1	2	0
2	3	1	3	21
2	3	1	4	54
2	3	1	5	61
2	3	1	6	54
2	3	1	7	34
2	3	1	8	3
2	3	2	1	0
2	3	2	2	0
2	3	2	3	17
2	3	2	4	67
2	3	2	5	101
2	3	2	6	81
2	3	2	7	43
2	3	2	8	8
2	3	3	1	0
2	3	3	2	0
2	3	3	3	6
2	3	3	4	25
2	3	3	5	62
2	3	3	6	42
2	3	3	7	32
2	3	3	8	16

Q^2	β	p_T	x_P	Aantal gebeurtenissen
2	4	1	1	0
2	4	1	2	17
2	4	1	3	81
2	4	1	4	71
2	4	1	5	54
2	4	1	6	40
2	4	1	7	28
2	4	1	8	2
2	4	2	1	0
2	4	2	2	9
2	4	2	3	41
2	4	2	4	95
2	4	2	5	63
2	4	2	6	66
2	4	2	7	40
2	4	2	8	34
2	4	3	1	0
2	4	3	2	0
2	4	3	3	2
2	4	3	4	9
2	4	3	5	4
2	4	3	6	5
2	4	3	7	4
2	4	3	8	2
2	5	1	1	0
2	5	1	2	12
2	5	1	3	30
2	5	1	4	20
2	5	1	5	13
2	5	1	6	19
2	5	1	7	4
2	5	1	8	2
2	5	2	1	0
2	5	2	2	2
2	5	2	3	8
2	5	2	4	19
2	5	2	5	11
2	5	2	6	7
2	5	2	7	13
2	5	2	8	7
2	5	3	1	0
2	5	3	2	0
2	5	3	3	1
2	5	3	4	0
2	5	3	5	0
2	5	3	6	0
2	5	3	7	0
2	5	3	8	0

Q^2	β	p_T	x_P	Aantal gebeurtenissen
3	1	1	1	0
3	1	1	2	0
3	1	1	3	0
3	1	1	4	0
3	1	1	5	0
3	1	1	6	11
3	1	1	7	28
3	1	1	8	9
3	1	2	1	0
3	1	2	2	0
3	1	2	3	0
3	1	2	4	0
3	1	2	5	0
3	1	2	6	23
3	1	2	7	53
3	1	2	8	15
3	1	3	1	0
3	1	3	2	0
3	1	3	3	0
3	1	3	4	0
3	1	3	5	0
3	1	3	6	21
3	1	3	7	62
3	1	3	8	43
3	2	1	1	0
3	2	1	2	0
3	2	1	3	0
3	2	1	4	0
3	2	1	5	16
3	2	1	6	37
3	2	1	7	34
3	2	1	8	8
3	2	2	1	0
3	2	2	2	0
3	2	2	3	0
3	2	2	4	0
3	2	2	5	23
3	2	2	6	53
3	2	2	7	59
3	2	2	8	11
3	2	3	1	0
3	2	3	2	0
3	2	3	3	0
3	2	3	4	1
3	2	3	5	17
3	2	3	6	60
3	2	3	7	47
3	2	3	8	32

Q^2	β	p_T	x_P	Aantal gebeurtenissen
3	3	1	1	0
3	3	1	2	0
3	3	1	3	2
3	3	1	4	19
3	3	1	5	41
3	3	1	6	41
3	3	1	7	36
3	3	1	8	6
3	3	2	1	0
3	3	2	2	0
3	3	2	3	1
3	3	2	4	33
3	3	2	5	54
3	3	2	6	70
3	3	2	7	62
3	3	2	8	14
3	3	3	1	0
3	3	3	2	0
3	3	3	3	0
3	3	3	4	14
3	3	3	5	46
3	3	3	6	69
3	3	3	7	51
3	3	3	8	34
3	4	1	1	0
3	4	1	2	0
3	4	1	3	28
3	4	1	4	46
3	4	1	5	40
3	4	1	6	35
3	4	1	7	32
3	4	1	8	4
3	4	2	1	0
3	4	2	2	0
3	4	2	3	19
3	4	2	4	70
3	4	2	5	76
3	4	2	6	56
3	4	2	7	46
3	4	2	8	25
3	4	3	1	0
3	4	3	2	0
3	4	3	3	3
3	4	3	4	20
3	4	3	5	22
3	4	3	6	28
3	4	3	7	18
3	4	3	8	12

Q^2	β	p_T	x_P	Aantal gebeurtenissen
3	5	1	1	0
3	5	1	2	2
3	5	1	3	42
3	5	1	4	40
3	5	1	5	32
3	5	1	6	27
3	5	1	7	20
3	5	1	8	8
3	5	2	1	0
3	5	2	2	2
3	5	2	3	18
3	5	2	4	40
3	5	2	5	34
3	5	2	6	29
3	5	2	7	23
3	5	2	8	16
3	5	3	1	0
3	5	3	2	0
3	5	3	3	0
3	5	3	4	1
3	5	3	5	0
3	5	3	6	1
3	5	3	7	0
3	5	3	8	1
4	1	1	1	0
4	1	1	2	0
4	1	1	3	0
4	1	1	4	0
4	1	1	5	0
4	1	1	6	1
4	1	1	7	13
4	1	1	8	4
4	1	2	1	0
4	1	2	2	0
4	1	2	3	0
4	1	2	4	0
4	1	2	5	0
4	1	2	6	0
4	1	2	7	13
4	1	2	8	14
4	1	3	1	0
4	1	3	2	0
4	1	3	3	0
4	1	3	4	0
4	1	3	5	0
4	1	3	6	0
4	1	3	7	24
4	1	3	8	13

Q^2	β	p_T	x_P	Aantal gebeurtenissen
4	2	1	1	0
4	2	1	2	0
4	2	1	3	0
4	2	1	4	0
4	2	1	5	0
4	2	1	6	3
4	2	1	7	18
4	2	1	8	4
4	2	2	1	0
4	2	2	2	0
4	2	2	3	0
4	2	2	4	0
4	2	2	5	1
4	2	2	6	22
4	2	2	7	36
4	2	2	8	6
4	2	3	1	0
4	2	3	2	0
4	2	3	3	0
4	2	3	4	0
4	2	3	5	0
4	2	3	6	21
4	2	3	7	22
4	2	3	8	22
4	3	1	1	0
4	3	1	2	0
4	3	1	3	0
4	3	1	4	0
4	3	1	5	9
4	3	1	6	27
4	3	1	7	14
4	3	1	8	2
4	3	2	1	0
4	3	2	2	0
4	3	2	3	0
4	3	2	4	1
4	3	2	5	19
4	3	2	6	40
4	3	2	7	36
4	3	2	8	16
4	3	3	1	0
4	3	3	2	0
4	3	3	3	0
4	3	3	4	2
4	3	3	5	17
4	3	3	6	39
4	3	3	7	32
4	3	3	8	29

Q^2	β	p_T	x_P	Aantal gebeurtenissen
4	4	1	1	0
4	4	1	2	0
4	4	1	3	1
4	4	1	4	11
4	4	1	5	17
4	4	1	6	22
4	4	1	7	14
4	4	1	8	4
4	4	2	1	0
4	4	2	2	0
4	4	2	3	1
4	4	2	4	14
4	4	2	5	27
4	4	2	6	39
4	4	2	7	18
4	4	2	8	8
4	4	3	1	0
4	4	3	2	0
4	4	3	3	0
4	4	3	4	7
4	4	3	5	19
4	4	3	6	17
4	4	3	7	25
4	4	3	8	19
4	5	1	1	0
4	5	1	2	0
4	5	1	3	5
4	5	1	4	27
4	5	1	5	20
4	5	1	6	13
4	5	1	7	4
4	5	1	8	0
4	5	2	1	0
4	5	2	2	0
4	5	2	3	2
4	5	2	4	28
4	5	2	5	25
4	5	2	6	19
4	5	2	7	12
4	5	2	8	7
4	5	3	1	0
4	5	3	2	0
4	5	3	3	0
4	5	3	4	2
4	5	3	5	6
4	5	3	6	3
4	5	3	7	8
4	5	3	8	1