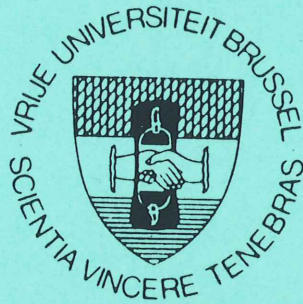


FYSICA VAN DE DEELTJES
FACULTEIT DER WETENSCHAPPEN
V.U.B.

*Vrije Universiteit Brussel
Faculteit der Wetenschappen
Departement Natuurkunde
Dienst Elementaire Deeltjes*



Fotoproduktie contaminatie in Diep-inelastische *ep* verstrooiing waargenomen in het H1-HERA experiment.

Patrick Van Esch

Promotor: Prof. J. Lemonne

Proefwerk ingediend ter behaling van de wettelijke graad van Licentiaat in de Natuurkundige Wetenschappen.

Academiejaar 1992 - '93

FYSICA VAN DE DEELTJES
FACULTEIT DER WETENSCHAPPEN
V.U.B.

*Vrije Universiteit Brussel
Faculteit der Wetenschappen
Departement Natuurkunde
Dienst Elementaire Deeltjes*



Fotoproduktie contaminatie in Diep-inelastische *ep* verstrooiing waargenomen in het H1-HERA experiment.

Patrick Van Esch

Promotor: Prof. J. Lemonne

Proefwerk ingediend ter behaling van de wettelijke graad van Licentiaat in de Natuurkundige Wetenschappen.

Academiejaar 1992 - '93

Inleiding

De hoge-energie fysica stelt zich onder meer tot doel de structuur van de materie op de kleinste schaal te doorgronden. Sinds de jaren '60 weet men dat het proton geen puntdeeltje is maar een interne structuur bezit. De beschrijving van deze structuur kan gebeuren aan de hand van zg. structuurfuncties die kunnen geïnterpreteerd worden als impulsverdelingsdichtheden van partonen (quarks en gluonen) binnen in het proton. Hoewel de theorie (Quantum Chromo Dynamica) wel enkele eigenschappen van deze structuurfuncties kan voorspellen of verklaren, blijven het essentieel grootheden die enkel toegankelijk zijn via het experiment, gezien de grote moeilijkheden van principiële aard om ze theoretisch te berekenen.

De manier bij uitstek om structuurfuncties te bepalen zijn de zogenaamde Diep Inelastische verstrooiingsexperimenten: hierbij verstrooit men hoog-energetische puntdeeltjes (leptonen) aan protonen. De maximale resolutie is dan omgekeerd evenredig met de massamiddelpuntsenergie van de botsing. Reeds een kwart eeuw voert men dergelijke experimenten uit: neutrino-, electron- en muonbundels worden verstrooid aan vaste doelen bestaande uit lichte of zware materialen.

De HERA opslagring nabij DESY (Hamburg) die sinds 1992 in gebruik is genomen opent een nieuw tijdperk in de studie van de structuurfuncties van het proton. Het de eerste keer is dat niet op een vast doel wordt gewerkt maar dat men versnelde electronen en protonen met elkaar laat botsen. Hierdoor bekomt men massamiddelpuntsenergieën die twee a drie grootteordes hoger zijn dan tot nu toe bereikt was in vaste-doel experimenten. Bijgevolg kunnen de structuurfuncties in een totaal ander domein bepaald worden dan tot nu toe het geval was. Zeer belangrijk is in dit opzicht het "lage-x" ($x \sim$ parton "impuls") gebied waar tot nu toe enkel zeer uiteenlopende voorspellingen (op basis van vroegere gegevens) beschikbaar zijn en enkel het experiment kan uitmaken welke de goede is.

Een Diep-inelastische botsing bij HERA kan geïdentificeerd worden aan de hand van de energie en de hoek die het verstrooide electron maakt met de bundelas. Soms worden echter fotoproduktiegebeurtenissen (waarbij het electron in de bundelpijp verdwijnt en slechts nu en dan door de zg. "electrontagger" wordt waargenomen) ten onrechte als Diep-inelastische gebeurtenissen aanzien, omdat het hadronisch residu afkomstig van het (gefragmenteerde) proton een signatuur in de detector kan veroorzaken die moeilijk te onderscheiden is van deze die het verstrooide electron zou veroorzaken. Deze achtergrond zal blijken zeer storend te zijn in het gebied waar de "lage - x" gebeurtenissen zich bevinden en het is dus belangrijk hem te schatten. Een schatting van deze contaminatie kan dan gebeuren door de fractie van contaminerende fotoproduktiegebeurtenissen te bepalen waarbij het echte electron (dat in de bundelpijp is verdwenen) door deze electrontagger wordt waargenomen. Uitgaande van deze fractie kan dan een extrapolatie van het aantal geïdentificeerde ("getagde") con-

taminatie gebeurtenissen naar het totale aantal overwogen worden. Deze fractie kan bepaald worden m.b.v. een Monte Carlo studie.

De verhandeling is als volgt gestructureerd: in hoofdstuk 1 wordt summier een theoretische achtergrond geschetst in dewelke diep inelastische verstrooiingen zich afspelen. Hoofdstuk 2 geeft een beschrijving van de H1 detector, opgesteld nabij de HERA opslagring, met behulp van dewelke onze experimentele waarnemingen uitgevoerd werden. In hoofdstuk 3 worden vroegere experimentele resultaten vermeld, het belang van de huidige metingen (en van de reductie van de achtergrond) wordt aangetoond en de eigenlijke analyse van de fotoproduktieachtergrond wordt beschreven.

Dankwoord

Welke opinie de lezer over dit werk ook moge koesteren, hij dient er zich van bewust te zijn dat de positieve elementen eraan vooral te danken zijn aan de inzet en bekwaamheid van verschillende personen. Ik ben dan ook dank verschuldigd aan Professor J. Lemonne voor vele redenen, aan R. Roosen voor een niet aflatende begeleidende hand, aan Erik Evrard, die niet alleen het geduld opbracht met mij het bureau te delen, maar me ook vaak met raad en daad heeft bijgestaan, en aan alle mensen van het I.I.H.E. voor de gezellige sfeer in het algemeen en aan de dynamische III - ploeg in het bijzonder. Ik kan ook niet anders dan dankbaar zijn te hebben mogen samenwerken met W. Krasny die me op het spoor van deze analyse heeft gezet en de andere mensen van Saclay en Paris VI, die altijd vriendelijk, geduldig en behulpzaam waren bij het beantwoorden van mijn domme vragen. Bedankt, Jean-Francois, Francois, Christophe, Marc. ...

Fotoproduktie contaminatie in Diep-Inelastische ep verstrooiing
waargenomen in het H1-HERA experiment.

Patrick Van Esch

9 juni, 1993

Inhoud

| | | |
|----------|---|-----------|
| 1 | Theoretisch kader. | 3 |
| 1.1 | Inleiding: enkele aspecten van QED. | 3 |
| 1.1.1 | EM interactie van onderscheidbare Diracdeeltjes. | 3 |
| 1.1.2 | EM verstrooiing van twee onderscheidbare Dirac-deeltjes in het rustsysteem van het "zware" deeltje. | 4 |
| 1.1.3 | Compton verstrooiing. | 5 |
| 1.2 | Diep-Inelastische verstrooiing van electronen aan protonen. | 6 |
| 1.2.1 | Structuurfuncties: theoretisch kader. | 6 |
| 1.2.2 | De Weizsacker - Williams benadering. | 7 |
| 1.2.3 | Inelastische botsing van (virtuele) fotonen en protonen. | 8 |
| 1.2.4 | Kinematica. | 8 |
| 1.2.5 | Het parton model. | 9 |
| 1.2.6 | QCD correcties. | 11 |
| 1.3 | Fotoproduktie. | 15 |
| 1.3.1 | Wat is fotoproduktie ? | 15 |
| 1.3.2 | Soorten fotoproductiemechanismen met grote p_T . | 16 |
| 2 | De experimentele situatie: H1 bij HERA. | 20 |
| 2.1 | De versneller. | 20 |
| 2.2 | De H1 - detector. | 22 |
| 2.2.1 | Trackers. | 23 |
| 2.2.2 | Calorimeters. | 25 |
| 2.2.3 | De luminositeitsdetector. | 29 |
| 2.3 | De data acquisitie. | 30 |
| 2.3.1 | Readout en gegevens stroom. | 31 |
| 2.3.2 | Triggers. | 32 |
| 3 | Analyse: Fotoproduktieachtergrond in DIS | 33 |
| 3.1 | DIS bij HERA. | 33 |
| 3.1.1 | Kinematika in $Q^2 - x$ domein voor HERA. | 33 |
| 3.1.2 | Bereikbaar gebied voor HERA versus vroegere DIS experimenten. | 36 |
| 3.1.3 | Eerdere experimenten. | 36 |
| 3.2 | Kader: de weg naar de extractie van F_2 . | 40 |
| 3.2.1 | Selectie van DIS kandidaten | 40 |
| 3.2.2 | De hoofdformule voor $d\sigma/dx dy$ | 47 |
| 3.3 | Fotoproduktieachtergrond | 47 |
| 3.3.1 | Wijzen waarop fotoproduktie een contaminatie vormt bij DIS | 47 |
| 3.3.2 | Het probleem: lage- x domein en fotoproduktie. | 48 |
| 3.3.3 | Schets van de oplossing. | 48 |
| 3.4 | Fotoproduktieachtergrond: praktische implementatie. | 52 |
| 3.4.1 | De twee Monte Carlo generatoren: PYTHIA en RAYVDM. | 52 |
| 3.4.2 | Pseudosimulatie. | 53 |
| 3.4.3 | Argumenten in het voordeel van de gebruikte methode. | 59 |

| | | |
|-------|--|----|
| 3.5 | Resultaten | 65 |
| 3.5.1 | PYTHIA simulatie. | 65 |
| 3.5.2 | RAYVDM simulatie. | 65 |
| 3.5.3 | De gegevens. | 65 |
| 3.5.4 | De voorspellingen via de getagde gebeurtenissen. | 69 |
| 3.5.5 | Absolute voorspellingen. | 69 |
| 3.5.6 | Finaal resultaat. | 69 |
| 3.6 | Besluit | 78 |

Hoofdstuk 1

Theoretisch kader.

In dit hoofdstuk stellen we tot doel een aantal begrippen, die bij de analyse een rol zullen spelen, in een theoretisch kader te plaatsen. Een meer gedetailleerde bespreking vindt men o.a. in enkele licentiaatskursussen natuurkunde, evenals in [HM84], waaruit overigens ook de notaties ontleend werden.

Twee begrippen dienen nader verklaard te worden:

- *Diep Inelastische Verstrooiing (DIS) en de Structuurfuncties van Nucleonen.*
- *Fotoproductie.*

De structuur van dit hoofdstuk is als volgt: na de definitie van de gebruikte notaties voor de QED interacties tussen twee Diracdeeltjes, worden de structuurfuncties W_1 en W_2 ingevoerd.

Daarna worden d.m.v. de Weizacker-Williams benadering elektron-proton interacties als foton-proton interacties beschreven.

Verder worden de relevante kinematische grootheden van diep inelastische verstrooiing opgesomd en komen het naïeve partonmodel en de eraan toegevoegde Quantum ChromoDynamika (QCD) correcties aan bod. Deze correcties zijn belangrijk, omdat ze enerzijds bij diep inelastische verstrooiing toelaten de zg. ‘Scaling Violation’ en de bijbehorende Altarelli-Parisi vergelijkingen te begrijpen, en anderzijds omdat ze aan de basis liggen van de fotoproduktieachtergrond, die de belangrijkste achtergrond is voor DIS in het nieuwe kinematische domein van HERA.

Tenslotte bespreken we de voornaamste mechanismen, waarbij hoge transversale impulsen kunnen bekomen worden bij fotoproduktieprocessen.

1.1 Inleiding: enkele aspecten van QED.

1.1.1 EM interactie van onderscheidbare Diracdeeltjes.

Een QED diagramma dat voor het vervolg heel belangrijk zal zijn, is de laagste-orde electromagnetische koppeling van twee Dirac interactie stromen. Als voorbeeld beschouwen we electron-muon verstrooiing. k is de vier-impuls van het inkomende electron, k' de vierimpuls van het verstrooide electron. p beschrijft het inkomende muon, p' het uitgaande. Het matrixelement vindt men door eenvoudige toepassing van de Feynmanregels op het diagramma in figuur 1.1:

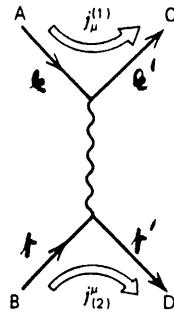
$$\mathcal{M} = -e^2 \bar{u}(k') \gamma^\mu u(k) \frac{1}{q^2} \bar{u}(p') \gamma_\mu u(p). \quad (1.1)$$

q is de vierimpuls van het virtuele foton in de interactie.

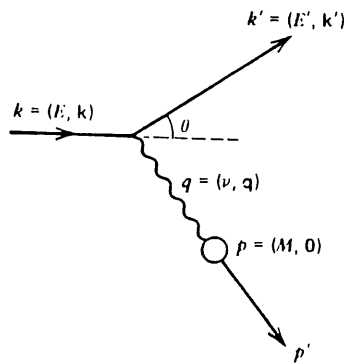
$$q = k - k' \quad (1.2)$$

Dit matrixelement is nog afhankelijk van de polarisatietoestanden van de interagerende fermionen (via de spinoren u). Het spingemiddelde matrixelement in het kwadraat heeft volgende gedaante:

$$|\overline{\mathcal{M}}|^2 = \frac{e^4}{q^4} L_e^{\mu\nu} L_{\mu\nu}^{\text{muon}} \quad (1.3)$$



Figuur 1.1: Het eenvoudigste Q.E.D. Feynmandiagramma dat bijdraagt tot de elektromagnetische interactie van twee onderscheidbare Dirac deeltjes.



Figuur 1.2: De kinematische variabelen in het ruststelsel van het zware Diracdeeltje.

Het belangrijke is nu dat men hier een dubbele contractie heeft van een tensor die enkel afhangt van wat aan de electron vertex gebeurt, en een andere tensor die enkel afhangt van wat aan de muon zijde plaatsvindt. De expliciete vorm voor een Diracdeeltje is:

$$L_{\text{Dirac}}^{\mu\nu} = 2(k'^{\mu}k^{\nu} + k'^{\nu}k^{\mu} - (k' \cdot k - m^2)g^{\mu\nu}) \quad (1.4)$$

1.1.2 EM verstrooiing van twee onderscheidbare Dirac-deeltjes in het ruststelsel van het "zware" deeltje.

We beschouwen, als aanloop naar Diep-Inelastische Scattering, de elastische verstrooiing van een electron (waarvan men de massa als verwaarloosbaar kan vooropstellen) aan een tweede Dirac deeltje met massa M . (voor de betekenis van de kinematische veranderlijken verwijzen we naar figuur 1.2)

We bekommen:

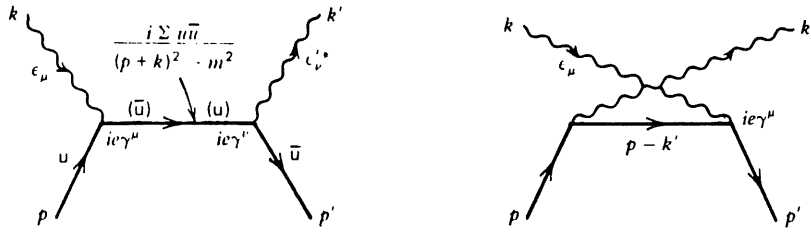
$$|\overline{\mathcal{M}}|^2 = \frac{8e^4}{q^4} 2M^2 E' E \left\{ \cos^2 \frac{\theta}{2} - \frac{q^2}{2M^2} \sin^2 \frac{\theta}{2} \right\} \quad (1.5)$$

Men rekent uit dat in het beschouwde systeem geldt:

$$q^2 = -4EE' \sin^2 \frac{\theta}{2} \quad (1.6)$$

Men voert ook vaak volgende variabele in:

$$\nu \equiv E - E' = \frac{-q^2}{2M} \quad (1.7)$$



Figuur 1.3: Laagste orde Q.E.D. Feynman diagramma's voor Compton verstrooiing.

De grootheid q^2 is de invariante massa van het virtuele foton ; ν is de energie overgedragen aan het Diracdeeltje, in het massacentrum van het Diracdeeltje. Merk op dat, gezien men met elastische verstrooiing te maken heeft, er slechts 1 essentiële vrijheidsgraad aanwezig is, en q^2 , ν , E' en θ allemaal functies van elkaar zijn (elk van deze variabelen bepaalt de kinematica eenduidig). Men vindt als uiteindelijke expressie voor de differentieële werkzame doorsnede:

$$\left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{\text{lab.}} = \left(\frac{\alpha^2}{4E^2 \sin^4 \frac{\theta}{2}} \right) \frac{E'}{E} \left\{ \cos^2 \frac{\theta}{2} - \frac{q^2}{2M^2} \sin^2 \frac{\theta}{2} \right\} \quad (1.8)$$

1.1.3 Compton verstrooiing.

Het is interessant Compton verstrooiing te bestuderen, omdat het een goede aanloop is naar foton - proton interacties die we verder zullen nodig hebben enerzijds, en anderzijds omdat het analoog is aan QCD-Compton verstrooiing wat verderop zal ter sprake komen.

De Feynmanregels specificeren dat vrije fotonen in impuls voorstelling een factor bijdragen gegeven door hun polarisatie vector ϵ_μ voor inkomende, en door hun toegevoegde polarisatie vector ϵ'_ν voor uitgaande fotonen.

In de laagste orde zijn er twee Feynman diagrammen (zie figuur 1.3) die bijdragen tot het matrixelement van Compton verstrooiing.

Men kan uitrekenen dat het gemiddeld kwadratisch matrixelement van de gedaante is (indien men het invallend foton toelaat virtueel te zijn met $k^2 = -Q^2$):

$$\overline{|\mathcal{M}|^2} = 2e^4 \left(-\frac{u}{s} - \frac{s}{u} + \frac{2Q^2 t}{su} \right) \quad (1.9)$$

Hier zijn u, t en s de klassieke Mandelstam veranderlijken:

$$s = (k + p)^2 \quad (1.10)$$

$$t = (k - k')^2 \quad (1.11)$$

$$u = (k - p')^2 \quad (1.12)$$

Laten we nog even terugkeren naar de interactie van twee geladen Diracdeeltjes. Het matrix element van de koppeling van twee geladen Dirac interactie stromen was van de gedaante (cfr. vergelijking 1.1 waar als interactiestroom $j_\mu = \bar{u}\gamma_\mu u$ geldt):

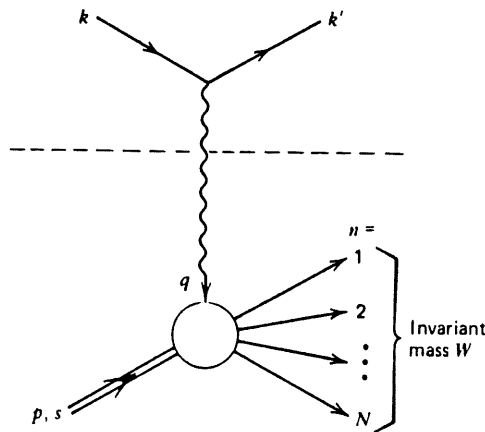
$$-i\mathcal{M} = iej_\mu \frac{-ig^{\mu\nu}}{q^2} ieJ_\nu \quad (1.13)$$

Dat gaf voor het matrixelement in het kwadraat:

$$\overline{|\mathcal{M}|^2} = \frac{e^4}{q^4} j^{\mu*} j_\nu J^{\nu*} J_\mu \quad (1.14)$$

Komen we nu weer naar de Compton diagramma's. Als men enkel de interactie van een foton met een interactiestroom beschouwt (dus een "half" diagramma), dan bekomt men als matrixelement:

$$-i\mathcal{M} = ie\epsilon^\mu J_\mu \quad (1.15)$$



Figuur 1.4: Symbolische voorstelling van D.I.S. reactie.

Voor een Dirac stroom is bovenstaande interactie op zich natuurlijk kinematisch niet mogelijk omdat minstens een van de deeltjes virtueel wordt. Maar bij inelastische processen (zie verder) is dat goed mogelijk omdat de massa van het systeem van de interactiestroom voor en na interactie niet dezelfde moet zijn. Voor het matricelement in het kwadraat bekomt men dan:

$$|\overline{\mathcal{M}}|^2 = e^2 \epsilon_\mu^* \epsilon_\nu J^{\mu*} J^\nu \tag{1.16}$$

Als men deze uitdrukking vergelijkt met het geval van de interactie van twee geladen Diracdeeltjes (vergelijking 1.14), dan herkent men hierin voor de J stroom dezelfde tensor $J^{\mu*} J^\nu$ terwijl de j tensor werd vervangen door $\epsilon_\mu^* \epsilon_\nu$ en er nu geen q^4 meer in de noemer staat.

Al het voorgaande zal nog ter sprake komen als we foton - proton interacties gaan beschouwen.

1.2 Diep-Inelastische verstrooiing van electronen aan protonen.

1.2.1 Structuurfuncties: theoretisch kader.

We gaan nu over naar botsingen tussen electronen en protonen. Bij relatief lage q^2 vindt men in de eindtoestand nog steeds electronen en protonen. Dat zijn zogenaamde elastische botsingen, waarvan de werkzame doorsnede door de Rosenbluth formule wordt gegeven. Hierin komen vrijheidsgraden voor (de vormfactoren) die de structuur van het proton beschrijven (niet-puntvormige koppeling aan het EM veld).

Indien men bij hogere q^2 waarden gaat kijken — met de bedoeling een hogere spatiale resolutie te bekomen — dan treden er, ten gevolge van de hogere impulsoverdracht, inelastische botsingen op, zodat de eindtoestand geen electron-proton toestand meer is, maar een electron en een hadronisch overblijfsel van het proton. Bij middelhoge q^2 bekomt men aangeslagen toestanden van het proton, die dan vervallen; bij hele hoge energie veroorzaakt men volledige fragmentatie van het proton. Dit is het Diep Inelastische gebied.

De D.I.S.¹ reactie van een electron met een proton is eigenlijk een inclusief geheel van onderscheidbare kanalen, en is als dusdanig geen fundamenteel proces meer. We verwijzen naar figuur 1.4. Er kunnen echter argumenten bedacht worden waarom de uitdrukking van de inclusieve werkzame doorsnede toch nog een wiskundige structuur bezit die analoog is aan die van een verstrooiing van twee Dirac deeltjes (cfr. vergelijking 1.3). Men stelt dus voorop:

$$d\sigma \sim \frac{1}{q^4} L^{\text{electron}}_{\mu\nu} W^{\mu\nu} \tag{1.17}$$

De meest algemene vorm van de tensor $W^{\mu\nu}$ is die compatibel is met Lorentzinvariantie van de werkzame doorsnede:

$$W^{\mu\nu} = -W_1 g^{\mu\nu} + \frac{W_2}{M^2} p^\mu p^\nu + \frac{W_4}{M^2} q^\mu q^\nu + \frac{W_5}{M^2} (p^\mu q^\nu + p^\nu q^\mu) \tag{1.18}$$

¹Het acroniem DIS staat voor Deep Inelastic Scattering.

De W functies hangen enkel nog af van scalairen. Het feit dat men slechts symmetrische bijdragen beschouwt heeft te maken met het gegeven dat $L_{\mu\nu}^e$ een symmetrische tensor is in het geval van electromagnetische interacties (zoals men kan verifiëren in vergelijking 1.4). Dat zal niet meer het geval zijn als men ook zwakke wisselwerkingen beschouwt. Legt men de conditie van stroombehoud aan de hadronische vertex op:

$$q_\mu W^{\mu\nu} = 0 \quad (1.19)$$

dan levert dat volgende bindingen op tussen de functies W :

$$W_5 = -\frac{p \cdot q}{q^2} W_2 \quad (1.20)$$

$$W_4 = \left(\frac{p \cdot q}{q^2}\right)^2 W_2 + \frac{M^2}{q^2} W_1 \quad (1.21)$$

en na substitutie in de expressie voor de tensor aan hadronische zijde geeft dit:

$$W^{\mu\nu} = W_1 \left(-g^{\mu\nu} + \frac{q^\mu q^\nu}{q^2}\right) + W_2 \frac{1}{M^2} \left(p^\mu - \frac{p \cdot q}{q^2} q^\mu\right) \left(p^\nu - \frac{p \cdot q}{q^2} q^\nu\right) \quad (1.22)$$

Elastische botsingen van electronen en protonen hadden twee vrijheidsgraden (nl. θ en ϕ), terwijl er eigenlijk maar een vrijheidsgraad essentieel was (uit symmetrie overwegingen kon ϕ geen rol spelen).

Bij inelastische botsingen zijn er natuurlijk heel veel vrijheden, maar men definieert inclusieve reacties als de klasse van alle reacties die dezelfde kinematische toestanden voor het electron opleveren. Dus bij definitie heeft men slechts drie vrijheidsgraden, waarvan maar twee essentieel (ϕ speelt geen dynamische rol).

Men zou als kinematische variabelen volgende Lorentz scalairen kunnen nemen:

$$q^2 \quad \text{en} \quad \nu \equiv \frac{p \cdot q}{M}. \quad (1.23)$$

De differentiele werkzame doorsnede in het rustsysteem van het proton krijgt met deze keuze de gedaante:

$$\frac{d\sigma}{dE' d\Omega} \Big|_{\text{lab}} = \frac{\alpha^2}{4E^2 \sin^4 \frac{\theta}{2}} \left\{ W_2(\nu, q^2) \cos^2 \frac{\theta}{2} + 2W_1(\nu, q^2) \sin^2 \frac{\theta}{2} \right\}. \quad (1.24)$$

In vergelijking met formule 1.8 voor electron-Dirac verstrooiing merkt men op dat wat de vrijheid in de vorm van de werkzame doorsnede betreft, men in het geval van electron-Dirac deeltje (cfr. vergelijking 1.8) totaal geen vrijheid bezit (het is een volledig bepaalde expressie). Daarentegen is de werkzame doorsnede van D.I.S. volledig vrij in de twee variabelen.

1.2.2 De Weizsacker - Williams benadering.

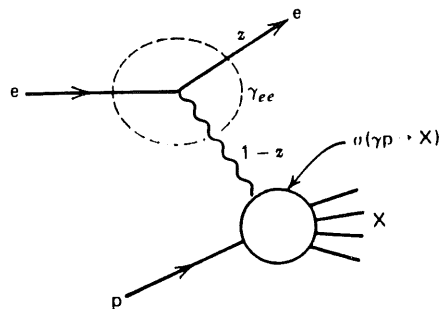
De Weizsacker - Williams benadering laat toe om wat gebeurt aan de electron vertex (het afstralen van een foton) en wat dan met dat virtuele foton gebeurt aan de protonvertex te scheiden, door de totale werkzame doorsnede te schrijven als het product van een kans om een bepaald foton uit te sturen door het electron, en de werkzame doorsnede aan de zijde van de foton - proton vertex — zie figuur 1.5. Men vindt zo:

$$\frac{d\sigma}{dz dp_T^2} = \frac{\alpha}{\pi} \frac{1}{p_T^2} P_{ee}(z) [\sigma(\gamma p \rightarrow X)]_{E_\gamma=(1-z)E} \quad (1.25)$$

hierin is dan:

$$P_{ee}(z) = \frac{1+z^2}{1-z} \quad (1.26)$$

Dat is een functie evenredig met de kans dat een electron een foton met impulsfractie $1-z$ afstraalt. z is hierin de fractie van de 4-impuls van het invallende electron die gedragen wordt door het finale electron en p_T is zijn transverse impuls. De voorgaande formule geeft dan het verband tussen de werkzame doorsnedes gemeten aan de hand van het verstrooide electron, in functie van de werkzame doorsnedes berekend in het γp systeem.



Figuur 1.5: Symbolische voorstelling van de Weizsacker-Williams methode.

1.2.3 Inelastische botsing van (virtuele) fotonen en protonen.

De Weizsacker-Williams benadering laat toe om electron-proton interacties te herleiden tot foton-proton interacties. De benaderingen zullen echter maar geldig zijn voor quasi-reele fotonen (dus lage q^2).

De werkzame doorsnede voor de interactie van een reeel foton met de inclusieve hadron stroom:

$$\sigma^{\text{tot}}(\gamma p \rightarrow X) = \frac{4\pi^2\alpha}{K} \epsilon_\mu^* \epsilon_\nu W^{\mu\nu} \quad (1.27)$$

Hierin is $K = \nu = q^0$ de energie van het foton in het rustsysteem van het proton.

Bovenstaande betrekking is evengoed te gebruiken voor virtuele fotonen (hoewel de kinematische factor dan puur conventioneel wordt). De meest logische extrapolatie van de fluxfactor K naar het virtuele domein wordt gegeven door de Hand conventie:

$$K = \frac{W^2 - M^2}{2M} = \nu + \frac{q^2}{2M} \quad (1.28)$$

Hierin is W de invariante massa van het finale hadronische systeem.

Bovenstaande expressie voor de werkzame doorsnede is nog afhankelijk van de polarisatietoestand van het foton. Na uitwerking voor (virtuele) longitudinale (L) en transversale (T) fotonen, bekomt men:

$$\sigma_T = \frac{4\pi^2\alpha}{K} W_1(\nu, q^2) \quad (1.29)$$

$$\sigma_L = \frac{4\pi^2\alpha}{K} \left[\left(1 - \frac{\nu^2}{q^2}\right) W_2(\nu, q^2) - W_1(\nu, q^2) \right] \quad (1.30)$$

In de limiet van reele fotonen $q^2 \rightarrow 0$ is σ_L nul, zodat de transversale werkzame doorsnede tevens de totale werkzame doorsnede is.

1.2.4 Kinematica.

Het is misschien aangewezen van in het begin op het onderscheid te wijzen tussen de kinematica van D.I.S. in alle voorgaande experimenten, en de toestand bij HERA. Inderdaad, tot nog toe waren alle experimenten van het genre: lepton-hadron vaste doel experimenten zodat het laboratorium systeem en het rustsysteem van het proton (of welke hadronische constituent men ook wilde beschouwen) samenvielen. Bij HERA echter is het labosysteem helemaal niet het rust systeem van het hadron gezien het om een protonen bundel van 820 GeV gaat.

De volgende Lorentzinvarianten werden gedefinieerd:

$$s = (k + p)^2 \quad (1.31)$$

$$Q^2 = -q^2 = -(k - k')^2 \quad (1.32)$$

$$W^2 = (q + p)^2 \quad (1.33)$$

$$\nu = \frac{p \cdot q}{M} \quad (1.34)$$

Hierin is s het kwadraat van de massamiddelpuntsenergie van het totale systeem. Q^2 is het kwadraat van de getransfereerde vier-impuls. W is de invariante massa van het hadronische systeem na interactie — indien de botsing elastisch was, gold $W = M_{\text{proton}}$. De invariant ν is de energie door het electron overgedragen aan het proton in het rustsysteem van het proton.

De dimensieloze Bjorken variabelen worden gedefinieerd:

$$x = \frac{-q^2}{2p \cdot q} = -\frac{q^2}{2M\nu} \quad (1.35)$$

$$y = \frac{p \cdot q}{p \cdot k}. \quad (1.36)$$

Hun betekenis zal duidelijker worden als we het parton model hebben besproken.

In fixed-target experimenten gelden dan volgende expressies in het laboratorium systeem — waar θ de hoek is die het verstrooide lepton maakt met het invallende lepton, en E' zijn energie; M is de protonmassa:

$$\nu = E - E' \quad (1.37)$$

$$Q^2 = 4EE' \sin^2 \frac{\theta}{2} \quad (1.38)$$

$$y = 1 - \frac{E'}{E} \quad (1.39)$$

$$x = \frac{4EE' \sin^2 \frac{\theta}{2}}{2M(E - E')} \quad (1.40)$$

Daarentegen, bij HERA komen volgende formules naar voor — deze keer is θ de hoek van het verstrooide lepton met het invallende proton, wat erop neerkomt dat de HERA- θ de supplementaire hoek is van de conventionele θ en E_p is de protonenergie in het lab systeem:

$$\nu \simeq \frac{2E_p(E - E' \sin^2 \frac{\theta}{2})}{M} \quad (1.41)$$

$$Q^2 \simeq 4EE' \cos^2 \frac{\theta}{2} \quad (1.42)$$

$$x \simeq \frac{EE' \cos^2 \frac{\theta}{2}}{E_p(E - E' \sin^2 \frac{\theta}{2})} \quad (1.43)$$

$$y \simeq 1 - \frac{E'}{E} \sin^2 \frac{\theta}{2}. \quad (1.44)$$

waar we het teken \simeq gebruikt hebben om te wijzen op de benadering die men maakt door de protonmassa te verwaarlozen (wat bij HERA energieën een toegelaten approximatie is).

Tenslotte nog een belangrijke opmerking: de interpretatie van x als de fractie van de impuls van het proton waarmee "elastisch" wordt geïnterageerd. Als aanloop naar het partonmodel onderstelt men dat het proton bestaat uit twee stukken en dat het virtuele foton elastisch interageert met een van die delen, terwijl het andere deel de rol van spectator krijgt toebedeeld. Men gaat na wat daarvan de louter kinematische gevolgen zijn, als men ervan uitgaat dat het "parton" waarmee geïnterageerd wordt een fractie ξ van de vierimpuls van het totale proton draagt. Gezien de botsing als elastisch wordt ondersteld is de massa voor en na botsing gelijk.

$$m_{\text{parton}}^2 = (\xi p + q)^2 = (\xi p)^2 \quad (1.45)$$

Na uitwerking bekomt men:

$$\xi = \frac{-q^2}{2p \cdot q} = x \quad (1.46)$$

1.2.5 Het parton model.

Het is instructief na te gaan welke "structuurfuncties" men bekomt indien men het formalisme van D.I.S. zou toepassen op een botsing met een Dirac deeltje met massa m :

$$2W_1^{\text{Dirac}} = \frac{Q^2}{2m^2} \delta\left(\nu - \frac{Q^2}{2m}\right) \quad (1.47)$$

$$W_2^{\text{Dirac}} = \delta\left(\nu - \frac{Q^2}{2m}\right) \quad (1.48)$$

wat kan herschreven worden in de volgende vorm:

$$2mW_1^{\text{Dirac}}(\nu, Q^2) = \frac{Q^2}{2m\nu} \delta\left(1 - \frac{Q^2}{2m\nu}\right), \quad (1.49)$$

$$\nu W_2^{\text{Dirac}}(\nu, Q^2) = \delta\left(1 - \frac{Q^2}{2m\nu}\right). \quad (1.50)$$

Hetgeen opmerkelijk is, is dat in het geval van de botsing met een Dirac deeltje, de structuurfuncties $2mW_1$ en νW_2 enkel afhankelijk zijn van de verhouding van de kinematische variabelen ν en Q^2 :

$$\frac{Q^2}{2m\nu} \quad (1.51)$$

Dit feit draagt de naam van Bjorken schaalinvariantie en zijn experimentele vaststelling in DIS op gebeurtenissen wijst op de verstrooiing van het invallend electron aan een Dirac-parton (= quark). Terugkomende op de definitie van de veranderlijke x (Bjorken):

$$x = \frac{Q^2}{2M\nu} \quad (1.52)$$

en aannemende dat

$$\xi = \frac{m}{M} \quad (1.53)$$

waar ξ de fractie van de impuls van het proton voorstelt die door het parton gedragen wordt, vindt men:

$$\frac{Q^2}{2m\nu} = \frac{x}{\xi} \rightarrow 1 \quad (1.54)$$

ten gevolge van de deltafunctie. Er is dus enkel een x -afhankelijkheid.

Besluit: Indien men een proton zou kunnen beschouwen als een los gebonden geheel van Diracdeeltjes, dan geldt volgende vorm voor de structuurfuncties:

$$MW_1(\nu, Q^2) \equiv F_1(x, Q^2) \rightarrow F_1(x) \quad (1.55)$$

$$\nu W_2(\nu, Q^2) \equiv F_2(x, Q^2) \rightarrow F_2(x) \quad (1.56)$$

tenminste in de limiet van hoge² Q^2 waarden, waar het oplossend vermogen van het virtuele foton zo groot zou zijn dat de botsing een incoherente elastische botsing met een van de constituenten van het proton zou zijn.

Het parton model komt er dan essentieel hierop neer: het proton wordt gezien als een stel partonen i die elk een lading e_i en een fractie x van de vierimpuls van het proton dragen. Men kan nagaan welke de vorm van de structuurfuncties wordt indien men uitgaat van zo'n model en men onderstelt dat de werkzame doorsnede voor de interactie met het proton de incoherente som wordt van de interacties met de partonen binnen in het proton. Indien er enkel een interactie zou zijn met partonen met een fractie ξ van de totale vierimpuls en lading e_i (en het gaat om een quark — dus een spin 1/2 deeltje) nemen de structuurfuncties volgende gedaante aan:

$$2\xi F_1^{(\xi)}(x) = \frac{x}{\xi} \delta\left(1 - \frac{x}{\xi}\right) e_i^2 \quad (1.57)$$

$$F_2^{(\xi)}(x) = \delta\left(1 - \frac{x}{\xi}\right) e_i^2 \quad (1.58)$$

wat ook kan geschreven worden als:

$$F_1^{(\xi)}(x) = \frac{x}{2\xi} \delta(x - \xi) e_i^2 \quad (1.59)$$

$$F_2^{(\xi)}(x) = \xi \delta(x - \xi) e_i^2 \quad (1.60)$$

² want voor lage Q^2 moeten de structuurfuncties overgaan op die van de elastische botsing die niet aan de speciale vorm voldoet.

Men kan dat verifiëren door deze structuurfuncties in vergelijking 1.24 te substitueren, en na te gaan dat men de werkzame doorsnede bekomt voor de verstrooiing van een electron aan een vrij Diracdeeltje.

Definieer de kansdichtheid f_i om parton i te vinden met een fractie x van de totale vierimpuls. Omdat de totale, door alle partonen gedragen impuls natuurlijk die van het proton zelf moet zijn indien het intuïtief idee van partonen zin heeft geldt:

$$\sum_i \int_{x=0}^1 x f_i(x) dx = 1 \quad (1.61)$$

Als men zich op dit model baseert om de structuurfuncties te berekenen, en men maakt gewoon de incoherente som, dan bekomt men:

$$F_1(x) = \sum_i e_i^2 \int_{\xi=0}^1 f_i(\xi) F_1^{(\xi)}(x) d\xi = \frac{1}{2} \sum_i e_i^2 f_i(x) \quad (1.62)$$

$$F_2(x) = \sum_i e_i^2 \int_{\xi=0}^1 f_i(\xi) F_2^{(\xi)}(x) d\xi = x \sum_i e_i^2 f_i(x) \quad (1.63)$$

Besluit:

$$2x F_1(x) = F_2(x) = \sum_i e_i^2 x f_i(x) \quad (1.64)$$

Deze betrekking tussen de twee structuurfuncties is de Callan-Gross relatie. Hoewel men deze betrekking hier afgeleid ziet uit het eenvoudige parton model, is de Callan - Gross relatie in feite enkel het gevolg van het feit dat quarks spin - 1/2 deeltjes zijn.

De differentiele werkzame doorsnede kan ook geschreven worden in functie van de invarianten x en Q^2 :

$$\frac{d\sigma}{dQ^2 dx} = \frac{4\pi\alpha^2}{Q^4 x} \left[xy^2 F_1 + \left(1 - y - \frac{Mxy}{2\nu_{\max}}\right) F_2 \right] \quad (1.65)$$

Bij HERA kunnen we gerust de term $Mxy/(2\nu_{\max})$ weglaten.

Toepassing van de Callan-Gross relatie geeft dan:

$$\frac{d\sigma}{dQ^2 dx} = \frac{2\pi\alpha^2}{Q^4 x} [1 + (1 - y)^2] F_2(x) \quad (1.66)$$

1.2.6 QCD correcties.

Als men de vergelijkingen die de foton - proton werkzame doorsnedes in functie van de structuurfuncties W_i geven (dat zijn vergelijkingen 1.29 en 1.30) inverseert, en rekening houdt met de definities³:

$$F_1 = MW_1(\nu, Q^2) \quad (1.67)$$

$$F_2 = \nu W_2(\nu, Q^2) \quad (1.68)$$

dan bekomen we:

$$F_1 = \frac{\sigma_T}{2\sigma_0} \quad (1.69)$$

$$F_2 = \frac{\sigma_T + \sigma_L}{\sigma_0 \left(\frac{2M}{\nu} + \frac{2\nu M}{Q^2} \right)} \quad (1.70)$$

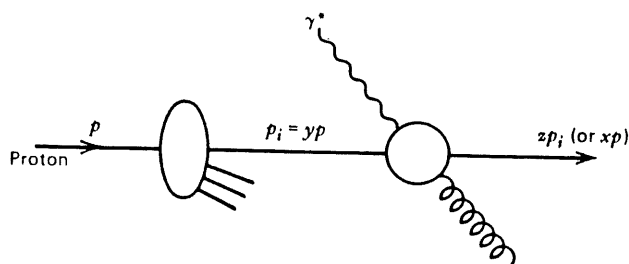
$$\sigma_0 = \frac{4\pi^2\alpha}{2MK} \approx \frac{4\pi^2\alpha}{s} \quad (1.71)$$

Hierin is K de Hand fluxfactor die eerder werd ingevoerd (zie vergelijking 1.28). Gezien we enkel de gevallen beschouwen waar $\nu \gg M$, kan men schrijven:

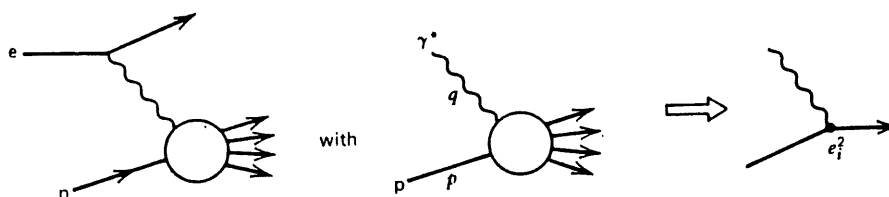
$$2F_1 = \frac{\sigma_T}{\sigma_0} \quad (1.72)$$

$$\frac{F_2}{x} = \frac{\sigma_T + \sigma_L}{\sigma_0} \quad (1.73)$$

³Merk op dat de functies F_i wel afhangen van de twee onafhankelijke kinematische variabelen apart. Dat zal verder nog ter sprake komen.



Figuur 1.6: Symbolische voorstelling van hoe men uit de γ - parton interacties de totale γ -p interactie kan samenstellen. Hierin is y de fractie van de vierimpuls gedragen door het parton dat zal interageren, en z de fractie van de vierimpuls van dit parton die als dusdanig interageert.



Figuur 1.7: Symbolische voorstelling van het idee achter "vrije partonen".

De QCD correctie op het naieve parton model (vrije Diracdeeltjes) houdt er rekening mee dat een parton ook inelastisch kan reageren met het (virtuele) foton, bijvoorbeeld door uitzending van een gluon voor of na interactie met het foton. Men kan dat interpreteren door aan deze quarks zelf een effectieve structuur toe te kennen, die dan beschreven wordt door een werkzame doorsnede voor interactie met fotonen die afhangt van de fractie van de parton impuls die schijnbaar "elastisch" heeft geïnterageerd met het foton (dat is x/ξ , want x is de uiteindelijke fractie van de proton vierimpuls die schijnbaar elastisch heeft gereageerd, en ξ is de fractie van de proton vierimpuls gedragen door het parton) en Q^2 afzonderlijk. Men bekomt dan een situatie zoals voorgesteld in figuur 1.6. De proton structuurfuncties worden dan verondersteld incoherente superposities te zijn van deze parton structuurfuncties. Zo vindt men:

$$\frac{\sigma_T(x, Q^2)}{\sigma_0} = \sum_i \int_{\xi=x}^1 \frac{d\xi}{\xi} f_i(\xi) \left(\frac{\hat{\sigma}_T(x/\xi, Q^2)}{\hat{\sigma}_0} \right) \quad (1.74)$$

De notatie $\hat{\sigma}$ slaat op variabelen die aan het parton-foton massamiddelpuntsysteem zijn verbonden (i.p.v. het proton foton systeem).

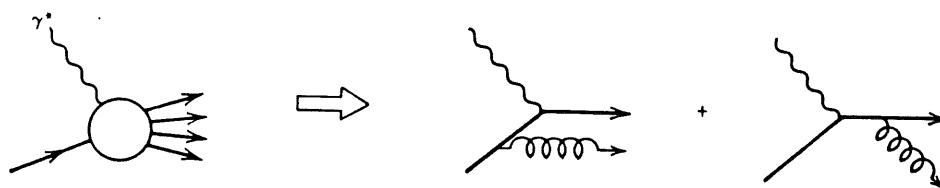
De foton-werkzame doorsnedes voor vrije Dirac partonen heeft volgende gedaante:

$$\frac{\hat{\sigma}_T(z, Q^2)}{\hat{\sigma}_0} = e_i^2 \delta(1-z) \quad (1.75)$$

$$\hat{\sigma}_L(z, Q^2) = 0 \quad (1.76)$$

Men kan aantonen dat als men deze betrekking in de expressie voor de structuurfuncties van het proton (bijvoorbeeld vergelijking 1.74) stopt, men terug de bekende relaties van het naieve parton model bekomt zoals gegeven door vergelijking 1.64 — maar in dat geval was het natuurlijk niet nodig deze zwaardere notatie aan te wenden. In figuur 1.7 vinden we een aanschouwelijke voorstelling van het "simple" partonmodel met vrije partonen.

In wat volgt gaan we proberen de meest elementaire processen te bespreken die de afwijkingen van het vrije parton model kunnen verklaren. Een eerste correctie is — zoals trouwens reeds even aangehaald — het in rekening brengen van het feit dat quarks kleurlading dragen en bijgevolg er een mogelijkheid bestaat dat de foton - quark interactie aanleiding geeft tot een eindtoestand quark - gluon — iets wat men het QCD Compton proces noemt. De eenvoudigste diagramma's worden getoond in figuur 1.8.



Figuur 1.8: De belangrijkste bijdragen waarbij men in de eindtoestand een quark en een gluon vindt — QCD Compton.

We trachten nu te schetsen in welke mate men van deze kwalitatieve beschrijving een kwantitatieve correctie kan maken. Als men tot de Compton verstrooiing terugkeert, (zie vergelijking 1.9), daar gold:

$$|\overline{\mathcal{M}}|^2 = 32\pi^2\alpha^2 \left(-\frac{u}{s} - \frac{s}{u} + \frac{2Q^2t}{su} \right) \quad (1.77)$$

De overgang op QCD Compton (waar het uitgestraalde foton vervangen wordt door een gluon — dat is een van de veranderingen ten opzichte van electromagnetisch interagerende partonen) vergt slechts een paar kleine modificaties:

- α^2 wordt vervangen door $e_i^2\alpha\alpha_s$.
- Er komt een kleurfactor $4/3$ bij.
- Men stapt over op de Mandelstamveranderlijken van het parton-foton systeem, m.a.w. de variabelen krijgen hoedjes volgens de conventionele notatie.
- Bovendien is het conventioneel meestal zo dat men de uitgaande deeltjes omgekeerd nummert, dus: een omwisseling van u en t .

Dat geeft voor QCD Compton verstrooiing volgend kwadratisch gemiddeld matrixelement:

$$|\overline{\mathcal{M}}|^2 = 32\pi^2 e_i^2 \alpha \alpha_s \frac{4}{3} \left(-\frac{\hat{t}}{\hat{s}} - \frac{\hat{s}}{\hat{t}} + \frac{2Q^2\hat{u}}{\hat{s}\hat{t}} \right) \quad (1.78)$$

Dit proces kan door 1 essentiële kinematische variabele beschreven worden en de meest interessante keuze is de transverse impuls van het finaal parton in massacentrum van het parton-foton systeem ten opzichte van de initiële parton-foton lijn.

$$p_T^2 = \frac{\hat{s}\hat{t}\hat{u}}{(\hat{s} + Q^2)^2} \quad (1.79)$$

p_T is in die zin interessant, omdat deze waarde nul moet zijn indien er geen gluon wordt afgestraald. Het is de mogelijkheid om zijwaarts te ontsnappen uit de richting van het foton die enkel⁴ kan bestaan als de terugstoot opgevangen wordt door een gluon; duidelijk een afwijking van de ideeën van het naieve parton model. Dit zal bij fotoproductie nog ter sprake komen. Men vindt:

$$\frac{d\hat{\sigma}}{dp_T^2} = \frac{1}{16\pi\hat{s}^2} |\overline{\mathcal{M}}|^2 \quad (1.80)$$

Het matrixelement in deze expressie is gegeven door 1.78. Men schrijft ze vaak onder volgende vorm:

$$\frac{d\hat{\sigma}}{dp_T^2} = e_i^2 \hat{\sigma}_0 \frac{1}{p_T^2} \frac{\alpha_s}{2\pi} P_{qq}(z) \quad (1.81)$$

$$z \equiv \frac{Q^2}{\hat{s} + Q^2} = \frac{Q^2}{2p_i \cdot q} \quad (1.82)$$

⁴Dat is niet helemaal waar; een kleine p_T ten gevolge van de onzekerheidsrelaties moet wel bestaan, maar die is veel kleiner dan deze t.g.v. gluon emissie.

$$\hat{\sigma}_0 = \frac{4\pi^2\alpha}{\hat{s}} \quad (1.83)$$

$$P_{qq}(z) = \frac{4}{3} \left(\frac{1+z^2}{1-z} \right) \quad (1.84)$$

Hier is $P_{qq}(z)$ een grootheid, evenredig met de kans om een fractie z van de parton impuls van het inkomende parton te laten interageren met het foton. Men kan hier opmerken dat z hier de rol van x in foton-proton interacties overneemt. Het is in feite de x/ξ van daarnet.

Als men de totale werkzame doorsnede voor het QCD Compton proces foton - parton uitrekent, moet men bovenstaande differentiele werkzame doorsnede integreren over het ganse p_T gebied. De maximum waarde is duidelijk $\hat{s}/4$, maar als men naar de zijde van lage p_T gaat, treedt er een divergentie op. Het is dus nodig een cut-off waarde in te voeren: μ . Met de nodige benaderingen bekomt men dan:

$$\hat{\sigma}(\gamma^* q \rightarrow qq) \approx e_q^2 \hat{\sigma}_0 \left(\frac{\alpha_s}{2\pi} P_{qq}(z) \log \left(\frac{Q^2}{\mu^2} \right) \right) \quad (1.85)$$

Deze werkzame doorsnede moet men bij de "vrije parton" werkzame doorsnede voegen:

$$\frac{F_2(x, Q^2)}{x} = \sum_q e_q^2 \int_{\xi=x}^1 \frac{d\xi}{\xi} q(\xi) \left[\delta \left(1 - \frac{x}{\xi} \right) + \frac{\alpha_s}{2\pi} P_{qq} \left(\frac{x}{\xi} \right) \log \frac{Q^2}{\mu^2} \right] \quad (1.86)$$

Hierin is $q(x)$ de quark structuur functie (eerder f_i genoteerd). Men merkt op dat door dit QCD effect de structuurfuncties plots zijn gaan afhangen van Q^2 , wat men "scaling violation" noemt.

Men kan deze formule op een equivalente manier schrijven, zodanig dat men formeel nog steeds in het vrije parton model zit, maar nu de densiteiten ook laat afhangen van Q^2 op volgende wijze:

$$\frac{F_2(x, Q^2)}{x} = \sum_q e_q^2 \int_{\xi=x}^1 \frac{d\xi}{\xi} (q(\xi) + \Delta q(\xi, Q^2)) \delta \left(1 - \frac{x}{\xi} \right) \quad (1.87)$$

dat houdt dan in dat de "correctieterm" Δq de vorm krijgt:

$$\Delta q(\xi, Q^2) \equiv \frac{\alpha_s}{2\pi} \log \frac{Q^2}{\mu^2} \int_{\xi=x}^1 \frac{d\xi}{\xi} q(\xi) P_{qq} \left(\frac{x}{\xi} \right) \quad (1.88)$$

Maar het is natuurlijk artificieel om de $q(\xi)$ en de $\Delta q(\xi, Q^2)$ gescheiden te houden. Herdefinieer daarom het parton model: van in het begin een Q^2 afhankelijkheid invoeren van de dichtheidsfuncties en behouden van de vorm van het vrije parton model. Dat alles samen geeft dan aanleiding tot een Altarelli - Parisi evolutie vergelijking:

$$\frac{d}{d \log Q^2} q(x, Q^2) = \frac{\alpha_s}{2\pi} \int_{\xi=x}^1 \frac{d\xi}{\xi} q(\xi, Q^2) P_{qq} \left(\frac{x}{\xi} \right) \quad (1.89)$$

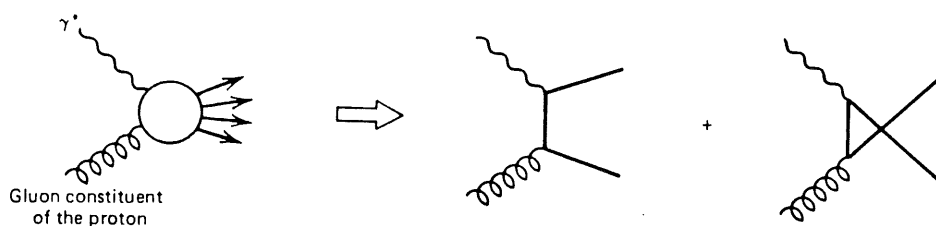
Als men QCD correcties tot op orde α_s beschouwt dan dient men ook het "gekruste" proces, waar een foton interageert met een gluon en aldus een quark-antiquark paar creeert, in beschouwing nemen. Dit komt er in feite op neer dat men een onrechtstreekse interactie van het foton met een gluon constituent van het proton beschouwt. De diagrammen die in laagste orde meedoen vindt men in figuur 1.9.

Als matrixelement in het kwadraat geldt:

$$|\overline{\mathcal{M}}|^2 = 32\pi^2 e_q^2 \alpha_s \frac{1}{2} \left(\frac{\hat{u}}{\hat{t}} + \frac{\hat{t}}{\hat{u}} - \frac{2Q^2 \hat{s}}{\hat{u}\hat{t}} \right) \quad (1.90)$$

De modificatie die hierdoor ingevoerd wordt in de expressie voor F_2/x manifesteert zich door volgende term bij te voegen:

$$\left. \frac{F_2(x, Q^2)}{x} \right|_{\text{foton-gluon}} = \sum_q e_q^2 \int_{\xi=x}^1 \frac{d\xi}{\xi} g(\xi) \left[\frac{\alpha_s}{2\pi} P_{qg} \left(\frac{x}{\xi} \right) \log \frac{Q^2}{\mu^2} \right] \quad (1.91)$$



Figuur 1.9: De QCD diagrammen die de interactie van een foton met een gluon — hier gezien als een parton in het proton — mogelijk maken door middel van quark - antiquark paarproductie.

Waarbij $g(\xi)$ de densiteit van de gluonen is (een van de partondensiteiten die eerder niet meespeelde omdat gluonen niet electromagnetisch zijn geladen). Uit het matrix element voor foton-gluon paarproductie⁵ kan men berekenen dat:

$$P_{qg}(z) = \frac{(z^2 + (1-z)^2)}{2} \quad (1.92)$$

Hierbij is $P_{qg}(z)$ evenredig met de kans dat een quark een gluon met fractie z van de vierimpuls van de inkomende quark uitstraalt.

Er zijn natuurlijk nog vele andere correcties mogelijk. Het zou ons veel te ver leiden om ze allemaal in detail te bespreken. Alles bij elkaar bekomt men volgende evolutievergelijkingen:

$$\begin{aligned} \frac{d}{d \log Q^2} q_i(x, Q^2) &= \frac{\alpha_s}{2\pi} \int_{\xi=x}^1 \frac{d\xi}{\xi} \left[q_i(\xi, Q^2) P_{qq} \left(\frac{x}{\xi} \right) \right. \\ &\quad \left. + g(\xi, Q^2) P_{qg} \left(\frac{x}{\xi} \right) \right] \end{aligned} \quad (1.93)$$

$$\begin{aligned} \frac{d}{d \log Q^2} g(x, Q^2) &= \frac{\alpha_s}{2\pi} \int_{\xi=x}^1 \frac{d\xi}{\xi} \left[\sum_i q_i(\xi, Q^2) P_{gq} \left(\frac{x}{\xi} \right) \right. \\ &\quad \left. + g(\xi, Q^2) P_{gg} \left(\frac{x}{\xi} \right) \right] \end{aligned} \quad (1.94)$$

De index i loopt hier over alle quark en antiquark smaken. g is de parton densiteit voor gluonen.

Deze beknopte en oppervlakkige kennismaking met QCD correcties is belangrijk omdat ze ons een dieper inzicht zullen geven in fotoproduktie gebeurtenissen, het onderwerp van de volgende sectie.

1.3 Fotoproduktie.

De informatie i.v.m. fotoproduktie die hier herhaald wordt, werd voornamelijk gehaald uit [Sch91] en [TZ92].

1.3.1 Wat is fotoproduktie ?

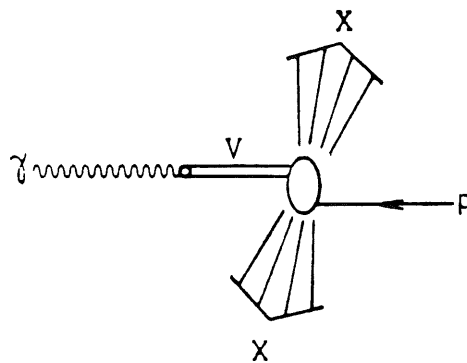
Echte Diep - Inelastische gebeurtenissen zijn bij definitie in volgend gebied te vinden:

$$Q^2 > 2GeV \quad (1.95)$$

$$W > 2GeV \quad (1.96)$$

Het gebied waar $W < 2GeV$ noemt men het resonantiegebied. Fotoproduktie is in principe een gebied met hoge W en lage Q^2 . Het is voor HERA een heel belangrijk gebied, want na de zuiver electromagnetische processen zoals het bremsstrahlung proces $ep \rightarrow ep\gamma$ is het het meest voorkomende. De reden is dat er in de werkzame doorsnede een factor $1/Q^4$ staat — een factor die voor fotoproduktie dus erg groot kan worden. Fotoproduktie is vooral belangrijk omdat hier nogal veel afwijkingen van het naieve parton model merkbaar zijn.

⁵Bij fotoproduktie (zie verder) spreekt men eerder van foton - gluon fusie.



Figuur 1.10: Symbolische voorstelling van "Vector Dominance" interacties.

Een belangrijk aspect is het volgende: gezien bij het naieve parton model het "geraakte" parton essentieel in de richting verdergaat van het invallende foton (dat zelf een heel lage p_T bezit), zou, indien er verder niets gebeurt men niet veel waarnemen omdat zowel het verstrooide electron als de jet die door het parton wordt gegenereerd in de bundelpijp zou verdwijnen. Het is echter omdat er verschillende mechanismen zijn die maken dat er toch een hoge p_T aan het parton kan worden gegeven, dat men deze processen waarneemt enerzijds, en dat ze kunnen zorgen voor storende achtergronden anderzijds.

1.3.2 Soorten fotoproductiemechanismen met grote p_T .

Er zijn verschillende klassen van interactieschema's die maken dat hoewel men uit het naieve partonmodel een lage p_T verwacht, er toch een hoge waarde kan gegenereerd worden.

"Vector Dominance" Model

Hiervan is het enkel mogelijk een heel intuïtief beeld te geven. Men past de Weizsacker - Williams techniek toe op volgende situatie:

- Het foton gaat over in een vectormeson.
- Dit vectormeson wordt dan verstrooid aan het proton, waarbij men de interactie moet zien als een echte hadron - hadron interactie. Men bevindt zich hier in het niet - perturbatieve QCD domein.

Een heel symbolisch diagramma vindt men in figuur 1.10.

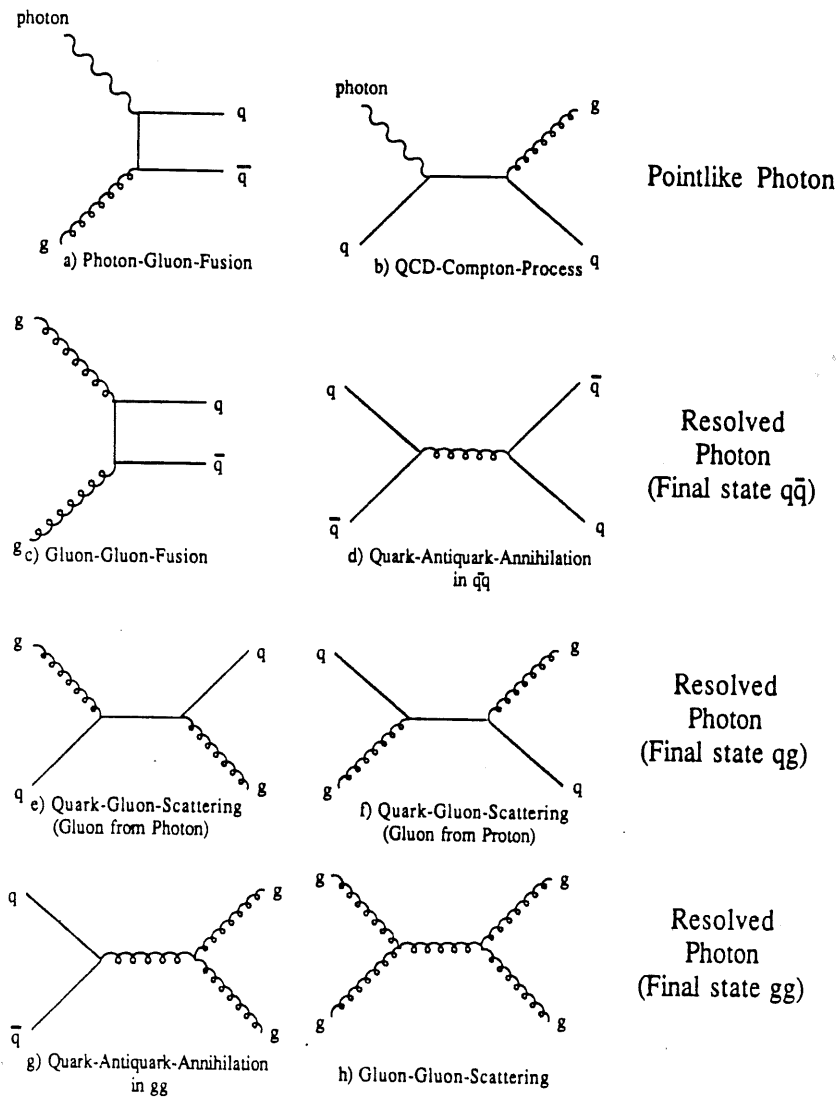
"Resolved" foton interacties

Alle andere interacties worden "harde" interacties genoemd omdat het hier gaat om foton en parton interacties (gevolgd door een hadronisatie van naakte quarks en gluonen). De QCD diagramma's die een rol spelen (op niveau van laagste orde bijdragen) vindt men in figuur 1.11.

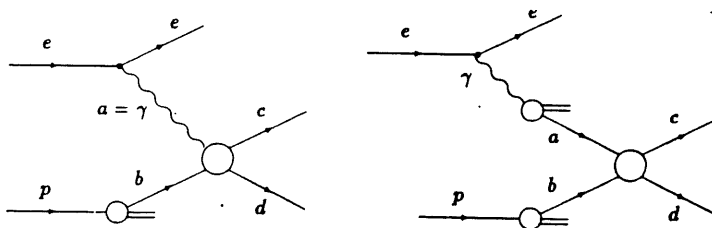
Men kan aan het foton ook structuurfuncties toekennen in de volgende zin: het foton kan koppelen aan een quark - antiquark paar. Deze quark (of antiquark) kan dan op zijn beurt een kleur interactie ondergaan met de partonen in het proton. Deze quark-antiquark structuur kan zelf ook een gluonenveld meedragen. Meer algemeen kan men aan het foton dan ook een hadronische structuur toekennen die beschreven wordt door structuurfuncties. Het verschil tussen "directe" en "resolved" fotoproductie werd aanschouwelijk gemaakt in figuur 1.12.

Directe foton interacties

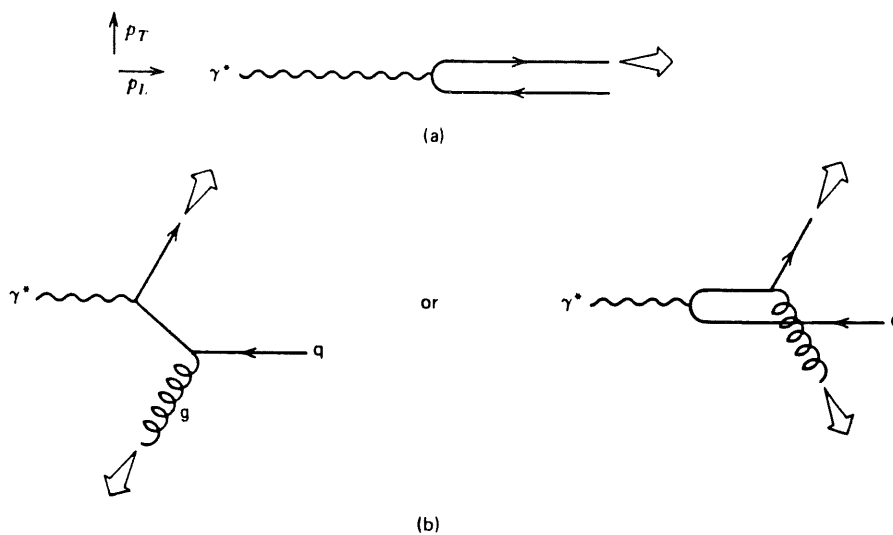
Deze processen hebben we al behandeld bij de QCD correcties toegepast op het parton model; het gaat hier om:



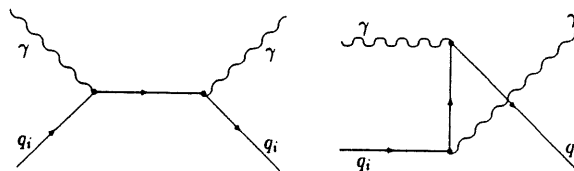
Figuur 1.11: De basis QCD diagramma's die aan de oorsprong liggen van harde fotoproduktie processen. Merk op dat het hier slechts gaat om enkele diagramma's van de vele mogelijke: gekruiste processen werden niet afgebeeld evenals verschillende "volledig gluon" diagramma's bij h).



Figuur 1.12: Het verschil tussen directe fotoproduktie (links) en "resolved" fotoproduktie (rechts).



Figuur 1.13: In figuur (a) vindt men een beeld van wat bekomen wordt bij vrije partonen. In principe kan er geen zijdelingse impuls optreden. In figuur (b) wordt de afstraling van een gluon getoond, evenals hoe dit aanleiding kan geven tot $p_T > 0$.



Figuur 1.14: QED Compton, gezien als directe "prompt" foton productie.

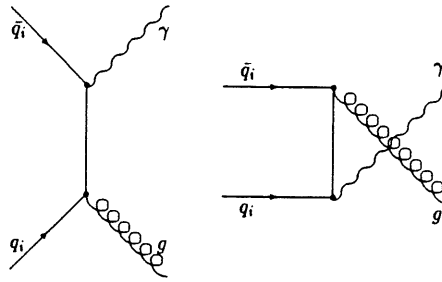
- QCD Compton verstrooiing: Het afstralen van een gluon laat toe dat er twee jets worden gecreeerd, elk met een aanzienlijke p_T .
- Foton - gluon fusie: het quark - antiquark paar dat aldus wordt gecreeerd kan ook weer aanleiding geven tot 2 jets.

In figuur 1.13 wordt getracht de zijdelingse "creatie" van impuls anschouwelijk te maken voor het geval van QCD Compton.

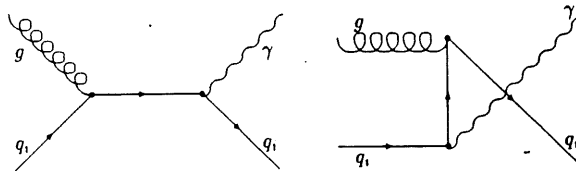
Prompte foton productie

Het hangt af van de smaak van de auteur of men deze interactie nog fotoproduktie noemt. Het zijn de "harde" interacties waarbij in de eindtoestand een (reel) foton aanwezig is. Men kan ze ook weer indelen in "directe" (zie figuur 1.14) processen (eigenlijk QED Compton), en "resolved" processen (figuren 1.15, 1.16 en 1.17).

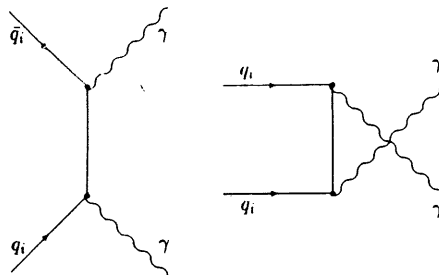
Bij de bespreking van QCD correcties op het vrije parton model hebben we — bij wijze van voorbeeld — het QCD-Compton effect wat meer gedetailleerd besproken. Het spreekt vanzelf dat we voor elk van bovenstaande diagrammen een analoge discussie zouden kunnen voeren. Dat zou ons echter veel te ver leiden.



Figuur 1.15: "Resolved" prompt foton productie d.m.v. quark-antiquark annihilatie. Een van de quarks komt van de hadronische substructuur van het proton, de andere van de structuur van het foton. De eindtoestand bestaat uit een foton en een gluon.



Figuur 1.16: "Resolved" prompt foton productie d.m.v. een quark - gluon interactie. Het gluon kan zowel van het foton als van het proton afkomstig zijn.



Figuur 1.17: Dit proces is gewoon een quark-antiquark (Q.E.D.) annihilatie in twee fotonen. Een van de partonen komt van het foton, de andere van het proton.

Hoofdstuk 2

De experimentele situatie: H1 bij HERA.

In het bekende Duitse hoge-energie laboratorium DESY (Deutsches Elektronen SYNchrotron) is er sinds kort een nieuwe versneller in werking getreden: HERA.

HERA bestaat uit twee aparte opslagringen : een electronenopslagring van nominaal 30 GeV en een protonenopslagring van 820 GeV. De bundels van deze twee opslagringen kruisen elkaar in vier experimentele hallen, waarvan er op dit ogenblik twee daadwerkelijk een experimentele opstelling bevatten: de Noord hall en de Zuid hall. In de Noord hall staat de detector H1 opgesteld, in de Zuid hall heeft de ZEUS collaboratie haar apparatuur gebouwd.

Een overzicht van het ganse versnellersysteem vindt men in figuur 2.1. In wat volgt hebben we de meer technische details — die niet echt nodig zijn voor het begrijpen van het vervolg — in een speciaal, klein formaat weergegeven.

2.1 De versneller.

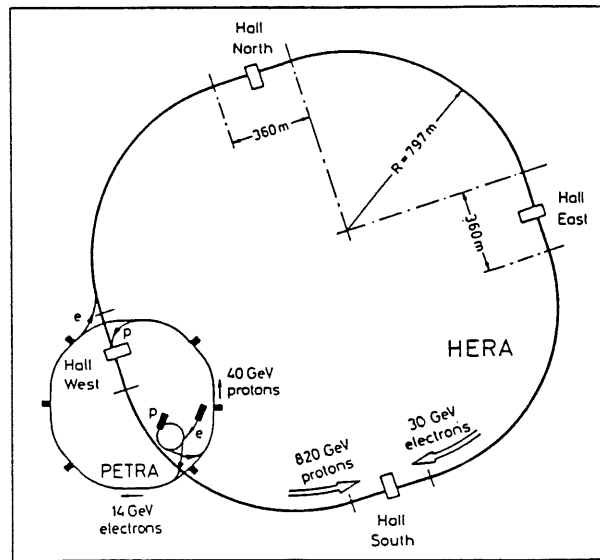
Als technische prestatie heeft HERA voor vele primeurs gezorgd ; het is de eerste electron-proton collider die ooit werd gebouwd. Bovendien werd supergeleidende technologie op grote schaal aangewend.

Aangezien electronen en protonen totaal verschillende deeltjes zijn, heeft men twee volledig aparte versnellers moeten bouwen, elk met hun specifieke problematiek. We verwijzen naar [Wii91]. De totale lengte van elk van de twee opslagringen bedraagt 6,3 km. Een schets van de weg die de deeltjes afleggen in voorversnelling alvorens in HERA terecht te komen vindt men in figuur 2.2. De nominale deeltjes aantallen zijn : $2,1 \cdot 10^{13}$ protonen en $8 \cdot 10^{12}$ electronen (verdeeld over 210 bunches). De bijhorende luminositeit zou moeten oplopen tot $1,5 \cdot 10^{31} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$.

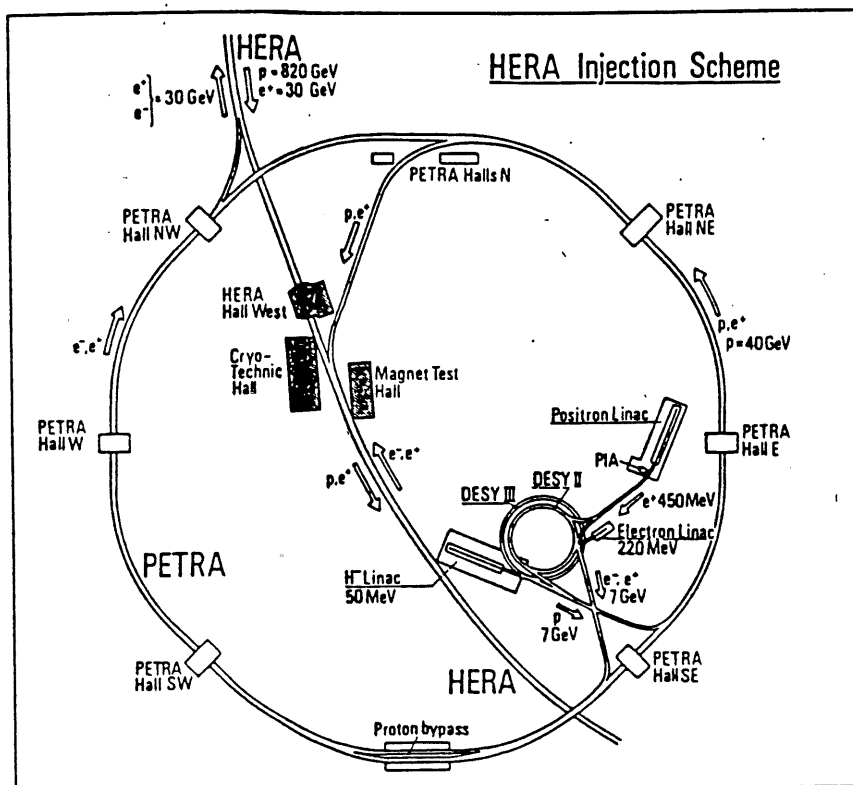
De "acceleratieweg" van de deeltjes wordt nu iets meer in detail besproken. De electronen gaan eerst in een lineaire versneller van 220 MeV om vervolgens in een kleine opslagring (DESY II) terecht te komen. Daar houdt men ze bij tot er een bunch van 60 mA ontstaan is ; dit pakketje wordt dan in de opslagring versneld tot 7 GeV, en in de PETRA ring geïnjecteerd. Met een repetitiefrequentie van 12.5 Hz wordt dit herhaald tot er 70 bunches in PETRA zitten. Na versnelling tot 14 GeV in PETRA injecteert men ze in HERA (electronring). Dit doet men drie keer na elkaar zodat er uiteindelijk 210 bunches van 14 GeV electronen in HERA aanwezig zijn. Dan kan men deze versnellen tot de eindenergie (nominaal 30 GeV) die men nu op 26,7 GeV heeft gehouden. Deze beslissing werd genomen op basis van volgende overweging: bij 30 GeV moet men alle beschikbare acceleratie caviteiten op hun nominaal vermogen laten werken. Bij 26,7 GeV is het mogelijk om beneden nominaal vermogen te blijven, dan wel om 1 caviteit volledig buiten werking te stellen en toch de bundelenergie te behouden.

In het DESY laboratorium had men voor de bouw van HERA reeds veel ervaring en heel wat infrastructuur voor electronenversnellers. De zaak zat anders voor protonen. Hiervoor was het nodig een gans nieuw versnellercomplex te bouwen. Eerst worden negatief geladen waterstofionen in een 50 MeV versneller bewerkt. Na strippen komt de protonenbundel dan terecht in DESY III, een protonen opslagring die bij DESY II gebouwd werd. Nadat men 11 pakketjes heeft gevangen worden ze versneld tot 7.5 GeV en in PETRA II geïnjecteerd. Weerom slaat men 70 bunches op in PETRA II om dan te versnellen tot 40 GeV. Opnieuw drie injecties in HERA (proton) geven 210 bunches die dan tot 820 GeV versneld kunnen worden.

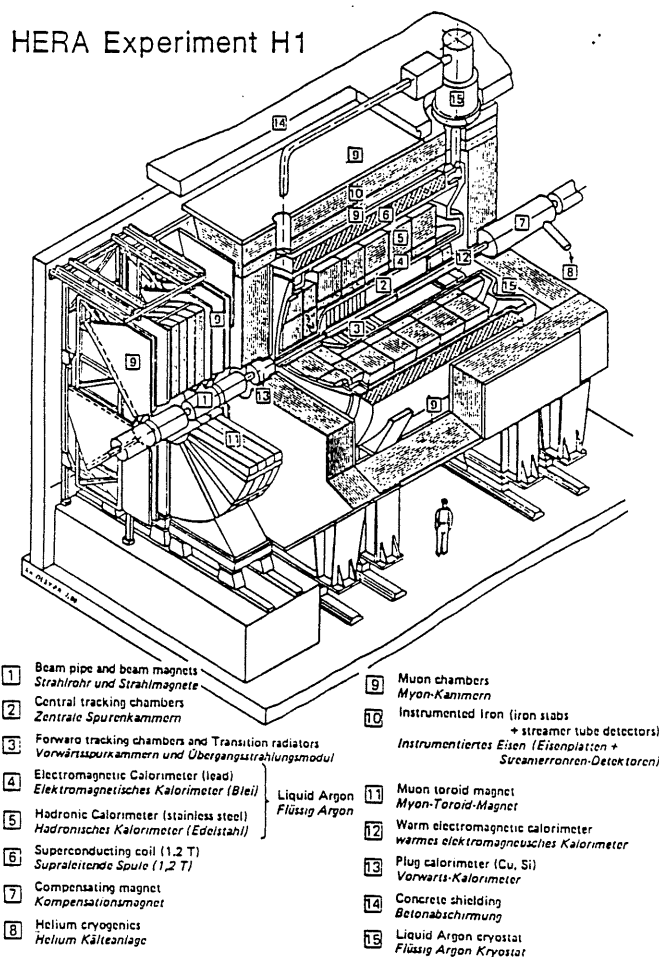
De twee ringen hebben elk hun eigen problematiek : zo is het magnetische veld benodigd om de deeltjes op hun baan te houden bij de p-ring de beperkende factor :de 4.68 Tesla die hiervoor nodig is bij maximale energie wordt



Figuur 2.1: Overzicht van HERA.



Figuur 2.2: Overzicht van de pre-acceleratoren die voor de injectie van protonen en electronen in HERA moeten zorgen.



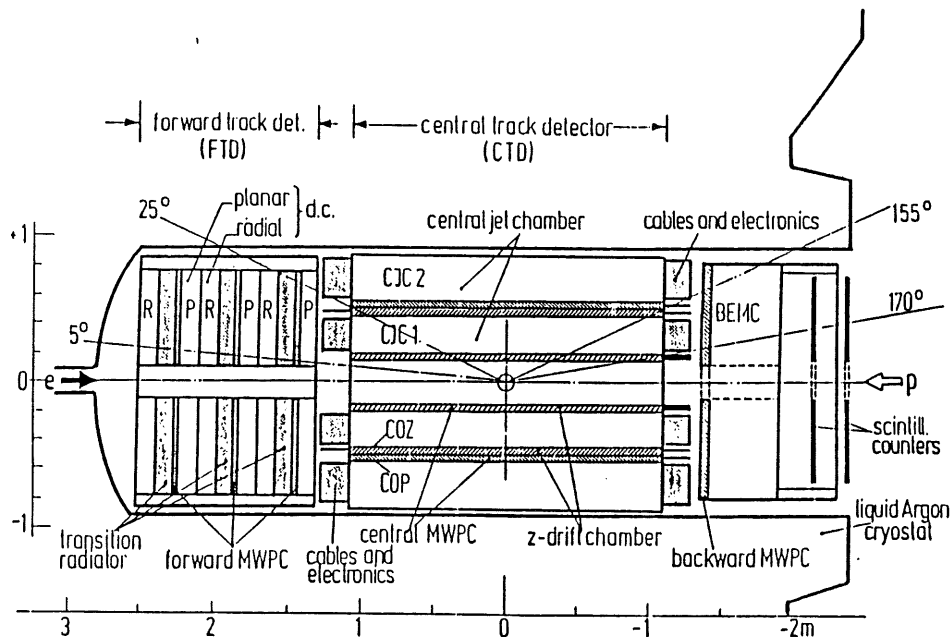
Figuur 2.3: *Schets van de H1 detector.*

bekomen door supergeleidende magneten. Bij de e-ring is dat veld 0.165 T (dus helemaal geen probleem) maar hier is het het energieverlies per toer t.g.v. synchrotron straling die limiterend werkt : bij 30 GeV gaat er 127 MeV af per omwenteling, wat bij volle ring tot een benodigd vermogen leidt van 13,2 Megawatt RF. Dit vermogen wordt via supergeleidende niobium caviteiten aan de bundel doorgegeven.

2.2 De H1 - detector.

De H1 detector is een hybride, volledig geautomatiseerde "general purpose" detector, met quasi-volledige angulaire bedekking (alleen de bundelpijp laat 2 openingen langs waar energie ongemerkt kan ontsnappen). Uit de asymmetrie van de botsing (820 GeV protonen tegen 26,7 GeV electronen) volgt ook een asymmetrische constructie van de detector: t.g.v. de Lorentz boost zullen de meeste deeltjes in de "voorwaartse" richting vliegen (voorwaarts = richting in dewelke de protonen circuleren). In figuur 2.3 kan men een indruk krijgen van de globale opbouw van de H1 detector.

We zullen nu de verschillende delen van dit apparaat bespreken ; gemakkelijks halve delen we de gehele detector op in spoormetende onderdelen (trackers), in calorimeters en in de luminositeit meter. De algemene opbouw is : de cilindrische ruimte rondom het interactiepunt wordt gebruikt door de central trackers. Aan de voorkant zijn nog een aantal voorwaartse trackers voorzien. Omheen dit geheel zit een kuipvormige calorimeter



Figuur 2.4: Het geheel van spoorwetende detectoren bij H1 (trackers). De BE14C werd ook afgebeeld.

van het Vloeibare-Argon type. Het ganse geheel zit op zijn beurt in de supergeleidende wikkelingen van de spoel die een homogeen magnetisch veld opwekt van 1.4 Tesla. Merk dus op dat de calorimeter volledig binnenin het magnetische veld zit. Aan de achterkant is het gat in de kuipvormige cryostaat opgevuld door een scintillatie-calorimeter. Dit geheel zit in een ijzeren juk dat zorgt voor de sluiting van de magnetische fluxlijnen. Dit ijzer doet ook dienst als een calorimeter zodat eventuele energielekken uit de hoofdcalorimeters nog kunnen worden gecapteerd in dit geïnstrumenteerde ijzer. Het geïnstrumenteerde ijzer is bovendien een muon detectie systeem.

2.2.1 Trackers.

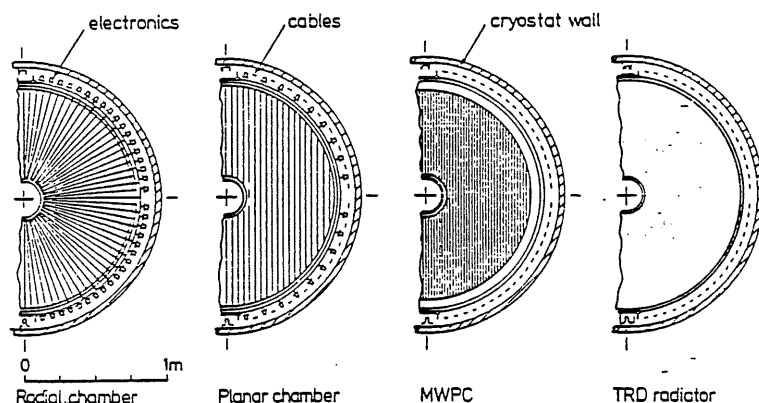
Het tracker deel zelf bestaat uit verschillende aparte subdetectoren. Er zijn twee grote "blokken" te onderscheiden : de "Central Tracker" en de "Forward tracker". Dit werd aanschouwelijk gemaakt in figuur 2.4.

Het centrale deel bestaat uit concentrische cylinder schillen : van binnen naar buiten : CIP, CIZ, CJC1, COZ, COP, CJC2. Hier zijn CIP en COP proportionele kamers die (hoofdzakelijk) behoren tot het triggersysteem ; CIZ en COZ zijn driftkamers waar de draden in cirkels rondom de z-as liggen en dus vooral een goede resolutie in de z-richting (en in radiale richting, maar dat is hier irrelevant) hebben ; CJC1 en 2 zijn de voornaamste driftkamers : zij laten toe de sporen van de geladen deeltjes te visualiseren en hebben hun grootste resolutie in het r/ϕ vlak.

Het voorwaartse deel bestaat uit drie identieke schijfvormige "supermodules" die in de z-richting dus 3 maal na elkaar voorkomen. Een gedetailleerde beschrijving is te vinden in [et 87a]. Elke supermodule op zich bestaat uit 4 delen : een "radial" (R), een "planar" (P), een "transition radiator" (T.R.) en een "proportional chamber" (F.PROP). De R is een driftkamer waarin de draden volgens radiale richting zijn gespannen en dus vooral goede informatie leveren over de ϕ coördinaat van het deeltje (en ook de z-coördinaat, maar dat is hier van ondergeschikt belang). Bovendien dient de radiale kamer ook om de X-stralen afkomstig van de T.R. te detecteren, om aldus het verschil kunnen te maken tussen electronen en hadronen. Deze T.R. zelf is een passief stuk materiaal (10 cm in de z-richting) bestaande uit polypropylene vezels. De vier onderdelen van een supermodule werden geschetst in figuur 2.5.

In de R zijn 48 radiale modules per kamer (dus 7,5 graden per module), en in elke module zitten er 12 sense draden gestapeld in de z-richting.

De P is eveneens een driftkamer, maar hier zijn de draden allemaal parallel gespannen.



Figuur 2.5: Schets van de vier kamers die deel uitmaken van een (van de drie) supermodule(s).

In de z-richting zijn er 3 vlakken van modules per P-kamer. Elk vlak bevat 32 parallelle modules waarin telkens 4 draden (achter elkaar in de z-richting) zijn gespannen. De richting van de parallelle modules in elk vlak is voor de 3 vlakken telkens over 60 graden gedraaid, zodat men een goede resolutie in radiale richting bekomt.

De F.PROP zijn "multi wire proportional chambers" met kathode-pad uitlezing. De voornaamste functie is niveau 1 (L1) trigger informatie in de voorwaartse richting in te winnen (zie verder : triggering).

Een F.Prop. kamer bevat 2 aparte deelkamers bestaande uit 8 sectoren met 24 pads elk (die 24 bestaan vanaf de as geteld, uit 16 pads die elkaar opvolgen in radiale richting, gevolgd door 4 keer een dubbele pad (ttz vanaf daar splitst men de sector op in 2 halve sectoren). De twee deelkamers zijn ten opzichte van elkaar gedraaid over de hoek van een halve sector ($360/48 = 7,5$ graden).

De driftkamers CIZ en COZ in het centrale deel hebben draden die transversaal zijn gespannen om een nauwkeurige bepaling van de z-coördinaat mogelijk te maken. Men vindt een technische beschrijving in [ES85].

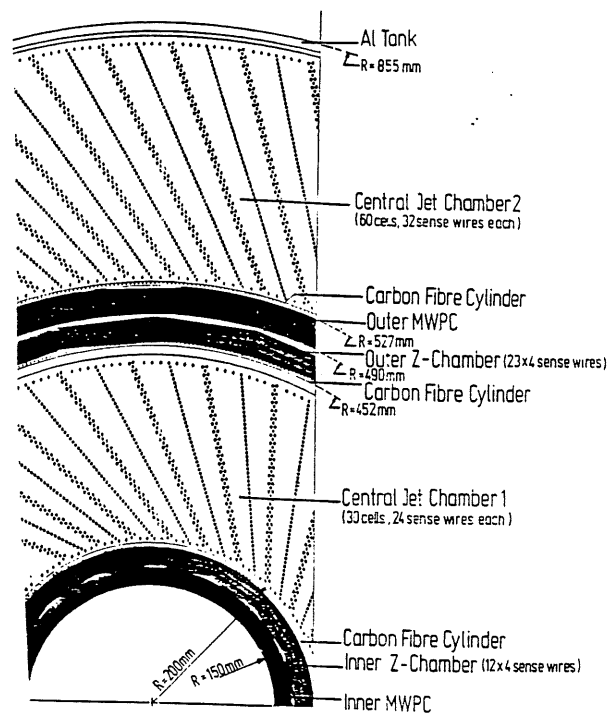
COZ bevat 23 ringen (in z) elk bestaande uit een veelhoek van 24 cellen. Elke cel bevat 4 sense draden. De CIZ kamer heeft een analoge opbouw.

De centrale driftkamers CJC1 en CJC2 bestaan uit cellen van signaaldraden die parallel met de z-as gespannen zijn. De draden binnen 1 cel vormen een vlak dat een hoek van ongeveer 30 graden maakt met de radiale richting. Dit is speciaal zo gekozen dat de drift van de deeltjes (in een E - en B-veld) zo loodrecht mogelijk op de sense draden gericht is. Een schets vindt men in figuur 2.6. Technische informatie is terug te vinden in [et 87b] en [Ste85].

In de (binnenste) CJC1 zijn er 30 cellen over de omtrek verspreid (dus 12 graden per cel) en in CJC2 bevinden zich 60 cellen (wat 6 graden per cel oplevert). Per cel zijn er in CJC1 24 signaaldraden en in CJC2 zijn dat er 32. Dat geeft een totaal van 2640 signaaldraden. De beide uiteinden van elke signaaldraad gaan naar een voorversterker en van daar in snelle ADC's die niet-lineair op 8 bit digitaliseren.

De proportionele kamers CIP en COP zijn cilindrische dubbele kamers. Elke deelkamer bevat een aantal pads (segmentatie in z en ϕ), die eigenlijk de kathodevlakken van de kamer vormen. De uitlezing geschiedt door discriminatie (1 bit) van het analoge, voorversterkte en gefilterde signaal van een pad. Deze proportionele kamers dienen voornamelijk als trigger-elementen en ook om het juiste tijdstip (resolutie 60 ns) te bepalen van een gebeurtenis.

Voor CIP zijn er per deelkamer 8 sectoren van elk 60 pads terwijl er voor COP 16 sectoren zijn met 18 pads per sector.



Figuur 2.6: Dwarsdoorsnede van de centrale tracker.

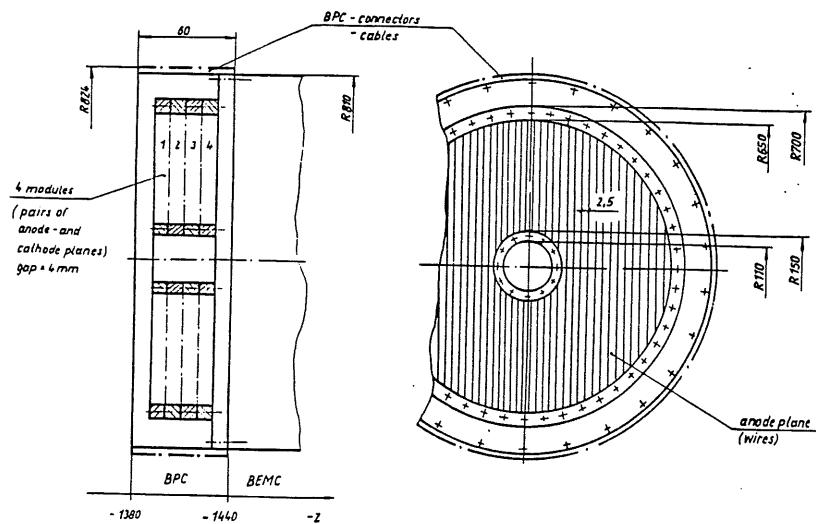
Een laatste subdetector die ook deel uitmaakt van de tracker, maar niet bij het voorwaartse of centrale deel wordt gerekend, is de BPC (achterwaartse proportionele kamer). Men vindt een beschrijving in [et 88]. Het is een schijfvormige kamer die aan de $-z$ zijde aansluit tegen de cylinder van de centrale tracker. In tegenstelling tot de andere proportionele kamers wordt bij de BPC niet uitgelezen via kathode pads, maar leest men rechtstreeks het signaal op de anode (HV) draden af. Een tekening van de mechanische constructie vindt men in figuur 2.7.

De kamer bestaat uit vier modules die elk een dradenvlak voorstellen. Dit dradenvlak bestaat uit 628 parallelle draden. Twee draden samen worden uitgelezen op een gelijkaardige manier als de pads bij de andere proportionele kamers. De modules zelf zijn zo geplaatst dat de richting van de draden telkens over 45 graden is verdraaid ten opzichte van de vorige module. Dit is nodig, want doordat hier op de draden wordt uitgelezen, heeft men enkel informatie over welke draad werd "geraakt" maar niet over de plaats op de draad waar het deeltje langskwam. D.m.v. coincidenties in de vier modules kan men dan pogen de juiste doorgangen te bepalen. Dit gaat goed als er weinig hits zijn in de BPC, maar wordt problematisch wanneer vele draden worden aangeslagen, omdat dan het aantal toevallige coincidenties drastisch stijgt.

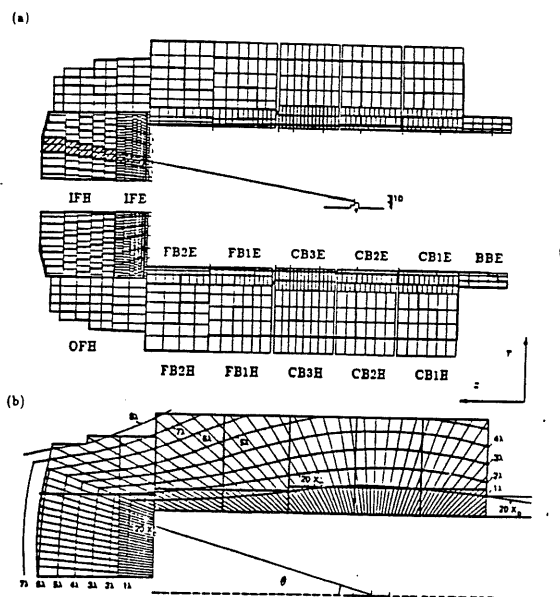
2.2.2 Calorimeters.

Vloeibaar Argon Calorimeter

De actieve modules van de vloeibare argon Calorimeter zitten in een cryostaat die zorgt voor een thermische isolatie en mechanische steun. De cryostaat zelf heeft de vorm van een cilindrische kuip met open uiteinde gericht naar de achterzijde (het is in die opening dat de BEMC zal passen als een stopsel op de kuip). De electronica is buiten de koude zone gehouden. De calorimetermodules zelf zijn van twee types : een electromagnetisch deel en een hadronisch deel. Een overzicht van de calorimeter modules vinden we in figuur 2.8. Allebei zijn het sampling calorimeters, d.w.z. men heeft afwisselend passieve delen van relatief zwaar materiaal waarin de showering optreedt en actieve delen waar ladingscollectie kan optreden in een weliswaar minder dichts materiaal (hier dus vloeibaar argon). Omdat men aldus slechts een fractie van de totale absorbtie in actief materiaal kan hebben, spreekt men van sampling calorimeters ; een belangrijke grootheid hiervan is natuurlijk de sampling



Figuur 2.7: Technische beschrijving van de Backward Proportional Chamber.



Figuur 2.8: De modules van de Liquid Argon Calorimeter. In (a) vindt men de geometrische opstelling van de modules en de projectieve geometrie, in (b) wordt de electromagnetische en de hadronische "dikte" van de calorimeter aanschouwelijk gemaakt.

fractie die uit de calibratie van die calorimeter moet volgen. De energieresolutie wordt gegeven door volgende betrekking:

$$\frac{\sigma}{E} = \sqrt{\frac{A^2}{E} + \frac{B^2}{E^2} + C^2} \quad (2.1)$$

Voor het electromagnetische deel vinden we:

$$A \sim 0.12\sqrt{GeV} \quad (2.2)$$

$$B \sim 160 MeV \quad (2.3)$$

$$C \sim 0.005 \quad (2.4)$$

Voor hadronische lawines vindt men:

$$A \sim 0.58\sqrt{GeV} \quad (2.5)$$

$$B \sim 600 MeV \quad (2.6)$$

$$C \sim 0.07 \quad (2.7)$$

Deze en verdere technische informatie vindt men terug in [DV92] en in [Loc92].

In het vloeibare argon treedt ionisatie op ; de hierbij vrijgekomen electronen worden via een elektrisch veld naar koperen pads geleid, waar uitlezing van de gekolteerde lading geschiedt. In het electromagnetische deel bestaat de passieve absorber uit lood, terwijl in het hadronische deel men voor ijzer heeft geopteerd. De keuze van deze materialen is op volgende overwegingen gebaseerd : voor het E.M. deel moet men een materiaal met hoge Z waarde hebben (lood) ; voor het hadronische deel is ijzer prima, omdat het een vrij hoge dichtheid heeft en bovendien hadronische showers veroorzaakt met relatief weinig neutronen t.o.v. protonen. Dit laatste is gunstig omdat neutronen geen ionisaties veroorzaken in vloeibaar argon. De gekolteerde ladingen op de pads worden geregistreerd door 45000 veldeffecttransistoren ; de drifttijd bedraagt 480 tot 500 ns (wat een vijftal bunchcrossings is). Elk van deze signalen gaat naar een (bipolaire) shaper met integratietijd 2,4 microseconde, en de hieropvolgende 12-bit digitalisatie heeft nog eens 5 microseconden nodig. Bovendien gaan de gesommeerde signalen van een van de 472 trigger towers (dat zijn combinaties van uitleescellen die in een projectief prisma liggen vanaf het interactiepunt) naar een snellere shaper met integratietijd 500 nanoseconden, gevolgd door een Flash ADC 8-bit digitalisatie in 45 nanoseconden, zodat nog binnen de 22 bunchcrossings een triggersignaal gevormd kan worden. Opmerking : uiteindelijk zijn er 65000 kanalen i.p.v. 45000 kanalen in de readout omdat men sommige kanalen dubbel uitleest (winst in dynamiek).

BEMC

De Backward ElectroMagnetic Calorimeter is een "warme" calorimeter bestaande uit 88 stapels die parallel met de bundelas (z-as) lopen. De geometrie van deze stapels wordt getoond in figuur 2.9. De stapels zijn meerslagige lood-scintillator sandwich structuren (50 lagen). Men kan zo'n stapel in dwarsdoorsnede aanschouwen in figuur 2.10. De BEMC bestrijkt het polaire gebied in θ van 151,4 tot 176,5 graden. De plaatsing van de BEMC (en de BPC) wordt duidelijk gemaakt in figuur 2.11. De resolutie van de BEMC wordt gegeven door volgende formule:

$$\frac{\sigma}{E} = \sqrt{\left(\frac{c_0}{E}\right)^2 + \left(\frac{c_1}{\sqrt{E}}\right)^2} \quad (2.8)$$

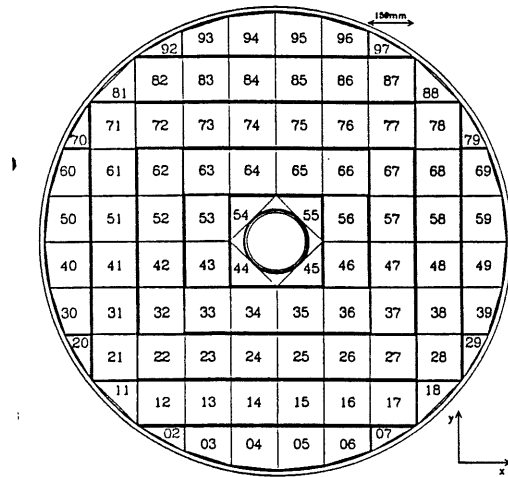
De coëfficiënten werden gemeten in testbundels in CERN en DESY. De beste fit werd bekomen voor:

$$c_0 \simeq 80 - 150 MeV \quad (2.9)$$

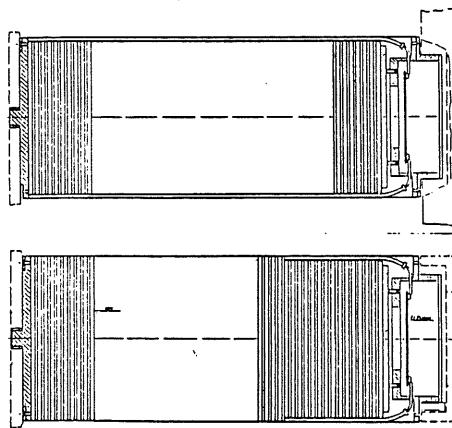
$$c_1 \simeq 105 MeV \quad (2.10)$$

De technische informatie werd voornamelijk uit [gro92] betrokken.

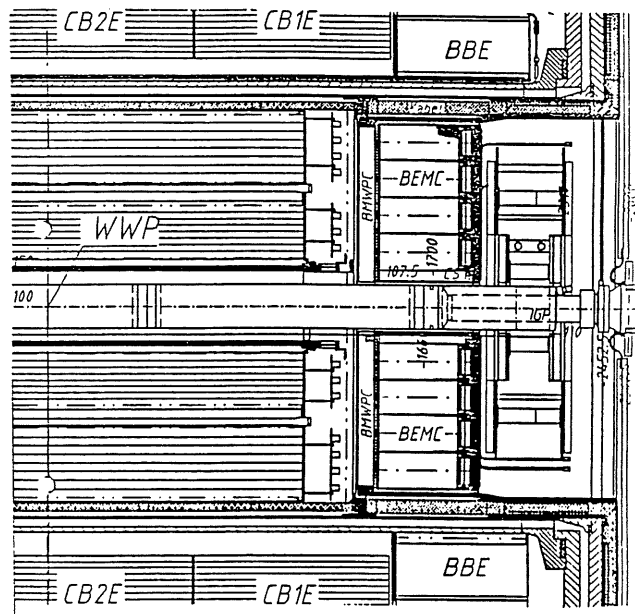
Het is een electromagnetische calorimeter omdat er 22,5 EM radiatielengtes aanwezig zijn (maar slechts 0.97 hadronische interactielengtes). Het scintillatielicht wordt door "wavelengthshifters" over de ganse stapellengte uitgelezen. De laatste 15 lagen in een stapel worden nog eens apart uitgelezen door kortere "wavelengthshifters". Afhankelijk van de vorm van de stapel zijn er 3 of 4 "long wavelengthshifters" en 0 of 2 "short wavelengthshifters" per stapel, wat een



Figuur 2.9: Geometrische opstelling van de BEMC stapels. Merk op dat het vrij grote stapels zijn, met een zijde van 159 mm.



Figuur 2.10: Een doorsnede van een BEMC stapel. Bovenaan ziet men aan de zijkanten de "long wavelength shifters", onderaan zijn de "short wavelength shifters" te zien.



Figuur 2.11: Deel van de technische tekening dat duidelijk de geometrische plaatsing van de BEMC en de BPC laat zien ten opzichte van de andere componenten.

totaal oplevert van 344 long wavelengthshifters en 128 short wavelengthshifters, dus 472 kanalen. Deze kanalen worden door fotodiodes in analoge signalen omgezet. Deze analoge signalen gaan naar de uitleeselectronica waar enerzijds een analoge verwerking optreedt die na 2,8 microseconden een piek oplevert die gedigitaliseerd wordt, en anderzijds een sommeren van signalen afkomstig van grotere blokken (die voor de calorimeter trigger zullen zorgen) uitgevoerd wordt. Men kan van deze aparte wavelength shifter informatie (lange versus korte, en onderlinge verhouding van de uitgelezen energie per wavelength shifter voor 1 stapel) gebruik maken om nauwkeuriger het zwaartepunt en de breedte van de lawine trachten te bepalen. Dit zal van belang zijn voor DIS gebeurtenissen waarbij het electron in de BEMC (zou moeten) terechtkomt (-komen). Uit de afmetingen van de lawine kan men trachten uit te maken of het om een hadronisch dan wel een electromagnetisch interagerend deeltje gaat.

het geïnstrumenteerde ijzer

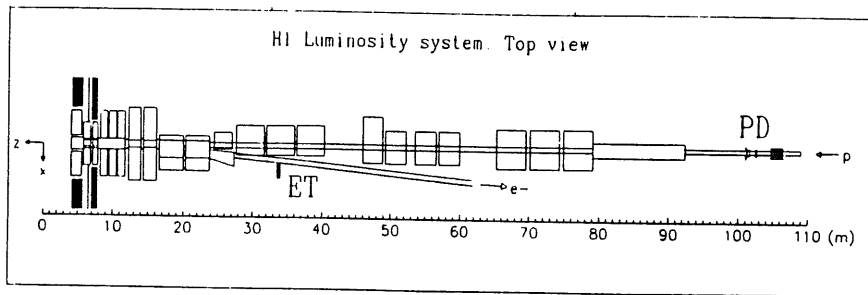
De ijzeren structuur (die dus in de eerste plaats dient om de veldlijnen van het magnetische veld te sluiten) bestaat uit een "cilindrisch" deel en twee eindplaten. Het cilindrische deel (dat eigenlijk een octogonaal prisma is) bestaat op zijn beurt uit verschillende platen met daartussen spleten waarin zich de instrumentatiekamers (bestaande uit "stromerbuizen") bevinden.

De gedetailleerde structuur ziet er als volgt uit: er zijn 16 modules (dus 2 per octant) elk bestaande uit 10 platen ijzer (dikte 7.5 cm). Hiertussen zijn spleten van 2.5 cm gelaten waarin de streamer tubes zitten. Dat zijn prismatische buizen uit luranyl (met doorsnede een vierkant met zijde 9 mm) waarin een draad (diameter 100 micrometer) gespannen is. De draad zelf ligt aan de massa, en de binnenzijde van de buizen is voorzien van een grafietlaag die op een negatieve potentiaal van 4500 volt gehouden wordt. Aan de buitenzijde van een stel van zulke kamers zijn koperen pads of strips voorzien, die het signaal van een ladingsdepositie in de kamer opvangen. De pads worden analoog uitgelezen en zorgen voor de calorimetrische informatie, de strips en de draden zelf daarentegen worden digitaal uitgelezen en dienen als tracker informatie voor muonsporen. De eindplaten zijn van een gelijkaardige structuur.

2.2.3 De luminositeitsdetector.

Een heel belangrijk onderdeel van de experimentele opzet van H1 is het systeem dat de luminositeit meet. Het is gebaseerd op het bremsstrahlung proces $ep \rightarrow e\gamma p$. De bedoeling is (een fractie van) de electronen en de fotonen op te vangen in een daartoe voorziene detector en uit de gekende efficientie, acceptantie en berekenbare werkzame doorsnede de luminositeit te halen. Een overzicht van de luminositeitsmeter is gegeven in figuur 2.12. Technische beschrijvingen vindt men in [et 90] en [et 87c].

Het LUMI systeem bestaat uit twee delen:



Figuur 2.12: Overzicht van het H1 LUMI systeem. ET staat voor Electron Tagger, PD staat voor Photon Detector.

- De foton-detector: dit is een hodoscoop bestaande uit $5 \times 5 = 25$ kristallen van het type KRS-15, en met afmetingen $20 \times 20 \times 200 \text{ mm}^3$. KRS-15 kristallen zijn monokristallen bestaande voor 78% uit TlCl en voor 22% uit TlBr. Ze worden gebruikt als Cerenkov radiators, en uitgelezen m.b.v. fotomultiplicatorbuizen.
- De electrontagger: dit is eveneens een hodoscoop bestaande uit $7 \times 7 = 49$ kristallen van hetzelfde type KRS-15, met afmetingen $22 \times 22 \times 200 \text{ mm}^3$.

De detectoren staan buiten de hoofdconstructie van H1 opgesteld: de electrontagger staat ongeveer 37 m van het interactiepunt opgesteld naast de bundelpijp. Men heeft gebruik gemaakt van de magnetische optica die de electronen (die geen energieverlies door bremsstrahlung hebben opgelopen) op het referentietraject houdt, om de electronen die wel energieverlies hebben ondergaan af te leiden naar de electrontagger (zoals een magnetische spectrometer — hoewel de afbuiging zelf niet als energiemeting functioneert). De foton-detector staat 107 m van het interactiepunt opgesteld, op een rechte, rakend aan de electronbaan (dat geeft geen probleem voor de bundelpijp, gezien die over die afstand wel is afgebogen). De werkzame doorsnede van dit bremsstrahlung proces is:

$$\frac{d\sigma}{dy} = \frac{4\alpha r_0^2}{y} \left[1 + (1-y)^2 - \frac{2}{3}(1-y) \right] \left[\ln \frac{s(1-y)}{Mmy} - \frac{1}{2} \right] \quad (2.11)$$

Hierin is r_0 de klassieke electronstraal, y is de Bjorken- y , m is de electron massa en M is de proton massa. Geïntegreerd over het interessante gebied bekomt men een werkzame doorsnede van 70,38 millibarn:

Naast het bremsstrahlung proces (dat dient om de luminositeit vast te stellen) is er echter een (voor ons zeer belangrijk!) proces dat ook door deze LUMI detector kan geselecteerd worden: het is de inclusieve verstrooiing $ep \rightarrow e'X$ in de limiet van kleine Q^2 waarden. De werkzame doorsnede hiervan is van de vorm:

$$\frac{d^2\sigma}{dx dy} = \frac{\alpha}{2\pi} \sigma_{\gamma p}(ys) \frac{2-2y+y^2}{y} \cdot \frac{1-x}{x} \quad (2.12)$$

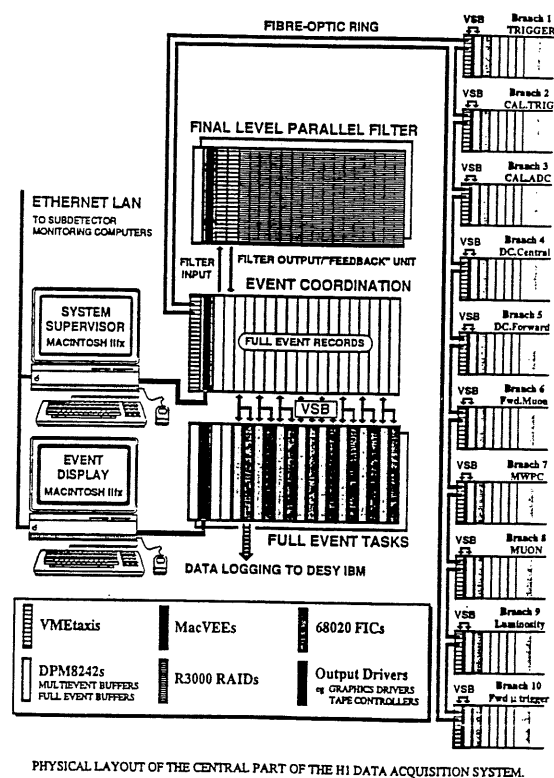
Enkele processen die voor een ernstige achtergrond zorgen:

- synchrotron straling van de electronbundel.
- bremsstrahlung afkomstig van elektron-gas interacties.
- proton bundel halo.

Een koolstof absorber is voor de γ -detector geplaatst om het grootste deel van de (zachtere) synchrotronstraling te elimineren, en achter deze detector is een schild geplaatst tegen de proton bundel halo. Voor deze γ -detector is ook een Cerenkov veto detector geplaatst, die kan nagaan of de hit in de γ -detector veroorzaakt werd door een geladen deeltje, in welk geval het natuurlijk niet om een foton ging.

2.3 De data aquisitie.

Een goed overzicht van de data aquisitie en de trigger vindt men terug in [Els93].



PHYSICAL LAYOUT OF THE CENTRAL PART OF THE H1 DATA ACQUISITION SYSTEM.

Figuur 2.13: Overzicht van het H1 readout systeem.

2.3.1 Readout en gegevens stroom.

Het data aquisition systeem van een complex detectorensysteem als H1 is uiterst ingewikkeld en we kunnen hier dan ook slechts enkele algemene principes belichten waaraan men zich gehouden heeft bij het opbouwen van dat systeem. We willen van de gelegenheid ook gebruik maken om wat terminologie te introduceren. Een schetsmatige voorstelling van de readout vindt men in figuur 2.13.

De front-end electronica van de verschillende detectoronderdelen slaat de voortdurende gegevensstroom op in een pipe-line. Telkens een gebeurtenis "goed" wordt bevonden (cfr. trigger) slaan de subdetectoren de gegevens horende bij dit event op in lokale geheugens (MEB of Multi Event Buffers) - eventueel na een eenvoudige bewerking zoals nul-onderdrukking om het volume van de gegevensstroom binnen de perken te houden.

De CDAQ (Central Data Aquisition) leest via een token ring (taxi ring bestaande uit optische vezel die de subdetectoren met elkaar verbindt) geregeld deze MEBs uit en assembleert de gegevens horende bij een gebeurtenis. Deze gegevens worden in FEBs (Full Event Buffers) geschreven. Hieruit leest de FARM (een batterij van uiterst snelle, parallel geschakelde RISC processoren), om na snelle reconstructie en op basis van complexere algoritmes, uit te maken of dit nu een gebeurtenis is die dient te worden bijgehouden of niet. Indien ja, dan worden de gegevens naar de DESY IBM gestuurd waar ze in eerste instantie op een disk worden gedumpt.

Van daar gaan de gegevens naar cassettes, de zogenaamde RAW DATA FILES. Offline worden deze gegevens gereconstrueerd en duidelijke achtergrond gebeurtenissen (bundel-gas interacties, coherente ruis,...) worden verworpen. De originele gegevens plus de informatie van de reconstructie worden op andere cassettes geschreven: de POT FILES (POT staat hier voor Production Output Tape).

Deze POT files leveren de invoer van de DST's (Data Summary tapes): waarop enkel gebeurtenissen weerhouden worden die tot een zekere klasse behoren, die een of ander potentieel fysisch verschijnsel zou moeten selecteren. Elke klasse bestaat uit gebeurtenissen die aan een aantal condities voldoen; men zou dit triggers kunnen noemen, maar het is op basis van de gereconstrueerde gebeurtenis dat de selectie meestal gebeurt.

2.3.2 Triggers.

Zoals men reeds kan opmaken uit het voorgaande, is de triggering een belangrijk en moeilijk onderdeel van de experimentele opzet van het H1 experiment. De triggerbeslissing wordt dan ook niet in een stap, maar in verschillende fasen genomen.

Het eerste (snelle) triggerniveau (L1 genoemd) neemt de beslissing binnen de twee microseconden om de uitlezing te stoppen (dus bevroren de pipelines en ingang van de dode tijd). De twee microseconden komen overeen met een twintigtal bunchcrossings, dus moeten de pipelines al minstens zo diep zijn. Merk op dat men toch een vrij "streng" selectie op dit niveau moet doorvoeren, want essentieel wordt de dode tijd bepaald door de frequentie waarmee de L1 trigger vuurt. De beslissing is gebaseerd op de trigger elementen, dat zijn bits die van de verschillende subdetectoren komen. Boolse combinaties van deze bits maken dan de beslissing van een L1 trigger uit. De bits zelf zijn afkomstig van eenvoudige condities op calorimetrische waarden of uit de snelle track reconstructie van de proportionele kamers.

Na 20 microseconden beslist het tweede triggerniveau (L2), gebaseerd (in principe — maar voorlopig is er geen verschil tussen L2 en L1 beslissingen) op uitgebreidere informatie en een langere "bedenktijd", of de uitlees electronica mag beginnen met het verwerken van de gegevens die in de (nog steeds bevroren) pipelines zitten, ofwel of het om een oninteressante trigger ging (bij L1) en de pipelines terug in gang mogen worden gezet (de dode tijd is dan 20 microseconden geweest). De triggerelementen van L2 zijn gelijkaardig aan die van L1, alleen zouden ze in principe verfijnder moeten zijn (maar, zoals reeds gezegd, is dat nog niet geïmplementeerd).

Het derde triggerniveau (L3) heeft tot 800 microseconden de tijd om alsnog te beslissen dat de gebeurtenis toch NIET moet worden bijgehouden. De bedoeling is nu op basis van combinatie van de verschillende triggerelementen van de verschillende subdetectoren alsnog de uitlezing van de detectorelectronica te stoppen in geval van ongewenste trigger, om zoveel mogelijk dode tijd (die dus tot 800 microseconden zou oplopen) te vermijden.

Eens een gebeurtenis dit niveau voorbij is geraakt, worden de (lokaal verwerkte) gegevens per subdetector in het lokale MEB geheugen geschreven.

Hoofdstuk 3

Analyse: Fotoproduktieachtergrond in DIS

Dit hoofdstuk bestaat uit twee luiken:

Eerst herhalen we beknopt enkele vroegere DIS experimenten, waarmee de structuurfunkties van de nucleonen in het hoge x -gebied werden bepaald. Daarna tonen we dat met behulp van de H1 detector de proton structuurfunctie F_2 in een nieuw gebied, tot ongeveer honderd maal kleinere x -waarden, kan bepaald worden. We tonen het belang aan van deze experimentele resultaten. We bespreken de verschillende stappen van de analyse, die nodig zijn om F_2 te meten, geïllustreerd aan de hand van de gegevens, die H1 in de loop van 1992 verzameld heeft.

De belangrijkste achtergrond hierbij is echter de zogenaamde fotoproduktie, die in eerste instantie het bereikbare domein voor lage x -waarden beperkt. Het is dan ook van primordiaal belang deze fotoproduktieachtergrond te verwijderen of tenminste te schatten, om hem dan tenslotte statistisch af te trekken.

De gebruikelijke manier om deze achtergrond te schatten is een volledige Monte Carlo studie te gebruiken. We zullen echter een alternatieve methode ontwikkelen en bespreken, die ook ten dele de echte H1 meetgegevens gebruikt. Vooral dit aspect is aantrekkelijk, omdat methoden, die uitsluitend op Monte Carlo gegevens gebaseerd zijn, minder betrouwbaar zijn in de nieuwe kinematische domeinen die door HERA ontsloten worden. Dit is de inhoud van het tweede luik van dit hoofdstuk.

3.1 DIS bij HERA.

3.1.1 Kinematika in $Q^2 - x$ domein voor HERA.

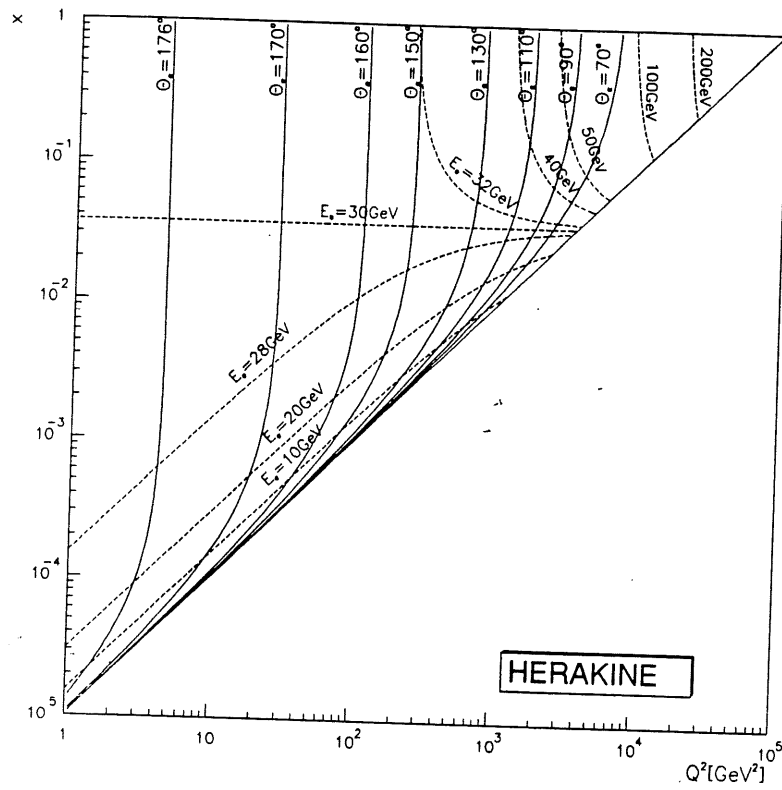
Om neutrale-stroom DIS gebeurtenissen met enige zekerheid te kunnen herkennen is het vereist dat we het electron waarnemen. In sommige gevallen is informatie afkomstig van de "current jet"¹ ook bruikbaar, en soms zelfs interessanter (nauwkeuriger). We gaan daarom eerst na welke gebieden in het $Q^2 - x$ vlak overeenkomen met welke hoek en energie van het electron of de jet (in de onderstelling dat we met het naïeve parton model te maken hebben). In deze studie werd gebruik gemaakt van het grafische pakket beschreven in [Lap93c]. In figuren 3.1 en 3.2 werd dit aanschouwelijk gemaakt — zij het wel voor de nominale electronbundel energie (30 GeV), en niet voor de huidige waarde (26.7 GeV).

We kunnen bij de inclusieve processen verschillende bronnen van informatie aanboren om de twee kinematische variabelen Q^2 en x te berekenen. Indien we enkel de impactpositie en de energie van het electron beschouwen, kunnen we de eerder getoonde formules 1.42 en 1.43 gebruiken.

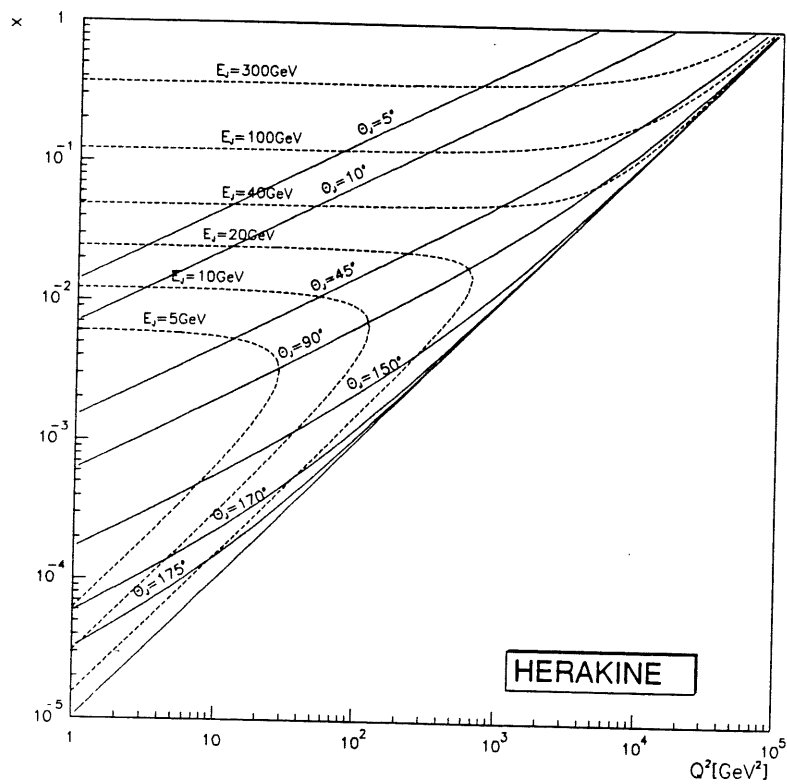
Als we gebruik maken van "hadronische" (calorimetrische) informatie, dus van alle deeltjes behalve het verstrooide electron zelf, dan kunnen we de formules van Jacquet-Blondel toepassen:

$$y_{JB} = \frac{\sum_i (E_i - p_{zi})}{2A} \quad (3.1)$$

¹ Onder "current jet" wordt verstaan: het gehadroniseerde overblijfsel van het aangestoten parton — door het foton in dit geval. In het fotoproduktie gebied bij HERA gaat de currentjet meestal in de richting van het achterwaartse deel van de detector.



Figuur 3.1: Kinematica van het electron in het $x - Q^2$ vlak. De berekeningen werden gemaakt voor het geval van nominale electron energie, dus 90 GeV i.p.v. de huidige 26.7 GeV. De volle lijnen zijn iso-hoek lijnen, de gestippelde lijnen zijn iso-energielijnen.



Figuur 3.2: Kinematica van de "current jet" in het $x - Q^2$ vlak. De berekeningen werden gemaakt voor het geval van nominale electron energie, dus 30 GeV i.p.v. de huidige 26.7 GeV. De volle lijnen zijn iso-hoek lijnen, de gestippelde lijnen zijn iso-energielijnen.

$$Q_{JB}^2 = \frac{(\sum_i p_{xi})^2 + (\sum_i p_{yi})^2}{1 - y_{JB}} \quad (3.2)$$

$$x_{JB} = \frac{Q_{JB}^2}{s y_{JB}} \quad (3.3)$$

Hierin is A de energie van het invallende electron (dus $26,7 \text{ GeV}$) Hierbij dient de som over i gezien te worden als een som over alle deeltjes behalve het verstrooide lepton. De methode JB steunt enkel op het behoud van energie en impuls. Indien men zich vergist bij de identificatie van het lepton, dan geeft deze methode in principe dezelfde verkeerde resultaten als de rechtstreekse metingen waar men de veranderlijken horende bij het verkeerde "lepton" gebruikt.

We moeten er niet op wijzen dat er natuurlijk nog verschillende studies zijn gebeurd waar men andere informatie gebruikt, en combinaties van verschillende methodes onderzocht heeft. Hoewel al deze methodes op louter kinematisch vlak natuurlijk equivalent zijn, verschillen ze in kwaliteit wat betreft gevoeligheid aan radiatieve gebeurtenissen, deeltjes die verloren gaan in de bundelpijp, meetfouten op energie en hoek etc.

In wat zal volgen werken we soms met grootheden die rekening houden met de experimentele situatie en de nauwkeurigheid van de meting. Het betreft hier grootheden die de kinematica van het electron beschrijven. We zullen de experimentele grootheden verderop nog uitvoeringer belichten, maar het gaat hier om een positiemeting (hoek) m.b.v. een proportionele kamer en een calorimetrische energiemeting.

Een eerste grootheid is gewoon de hoek θ zelf. Voor deze hoek nemen we drie bins met de volgende scheidingwaarden (in graden):

$$157.5 - 162.5 - 167.5 - 172.5 \quad (3.4)$$

De tweede grootheid is de zogenaamde veranderlijke u die als volgt gedefinieerd wordt:

$$u = 40 \sqrt{\frac{E_{\text{electron}}}{E_{\text{e-bundel}}}} \quad (3.5)$$

De reden voor deze keuze ligt in het feit dat een calorimeter een resolutie heeft evenredig met de vierkantswortel van de energie zodat de resolutie op u uniform wordt. De schaal werd gekozen op een optimaal aantal cellen, zij het wel in het geval dat we een grotere geïntegreerde luminositeit zouden bekommen hebben (in dat geval zouden we 1 bin per eenheid van u nemen). Gezien de lagere luminositeit zullen we voorlopig twee eenheden van u per bin nemen om de statistische fouten binnen de perken te houden. Voor de energie (of u) gaan we 10 bins nemen met grenzen (in GeV):

$$7.4 - 8.8 - 10.4 - 12.2 - 14.0 - 16.0 - 18.2 - 20.4 - 22.9 - 25.3 - 28.1 \quad (3.6)$$

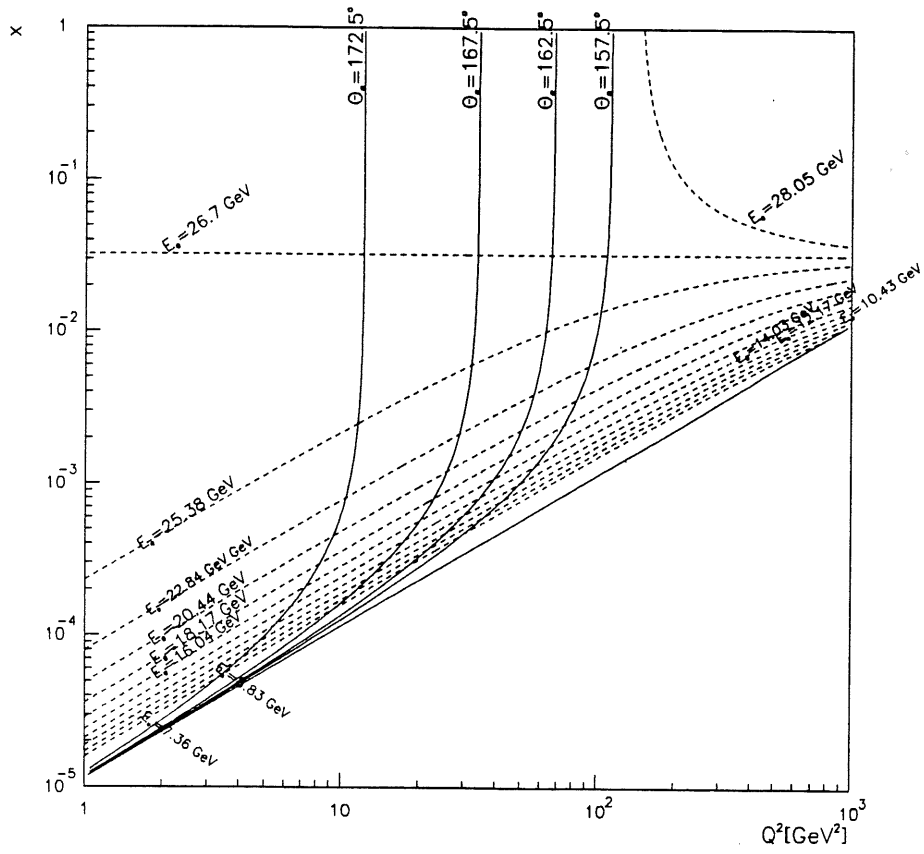
De bins in u en θ nemen dan een gedaante aan in het $Q^2 - x$ vlak zoals weergegeven in figuur 3.3.

3.1.2 Bereikbaar gebied voor HERA versus vroegere DIS experimenten.

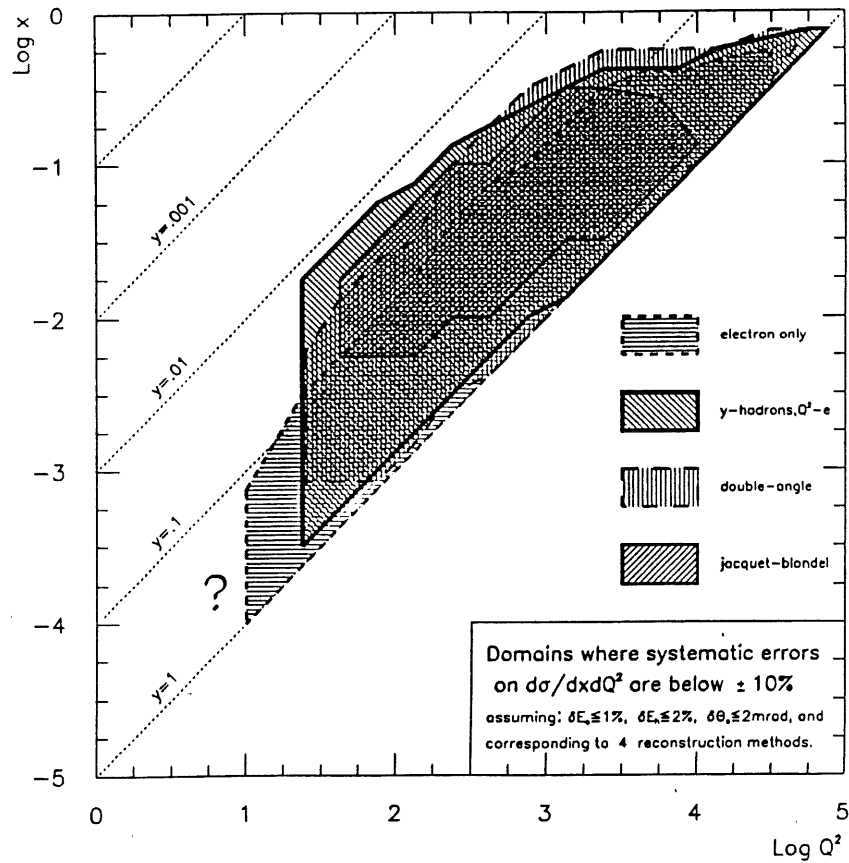
Monte Carlo studies hebben aangetoond dat bij de nominale energie in HERA slechts in een beperkt gebied van het $Q^2 - x$ vlak meetresultaten kunnen bekommen worden waarop de systematische fout "redelijk" is (in dit geval: 10% fout op de werkzame doorsnede — we verwijzen hier naar figuur 3.4) en naar [BH91]. Bij nominale energie overlapt dit gebied niet met eerdere experimenten (zoals aangegeven in figuur 3.5), zodat vergelijkingen moeilijk zijn. Een oplossing hiervoor zou zijn: HERA bij lagere energieën laten werken.

3.1.3 Eerdere experimenten.

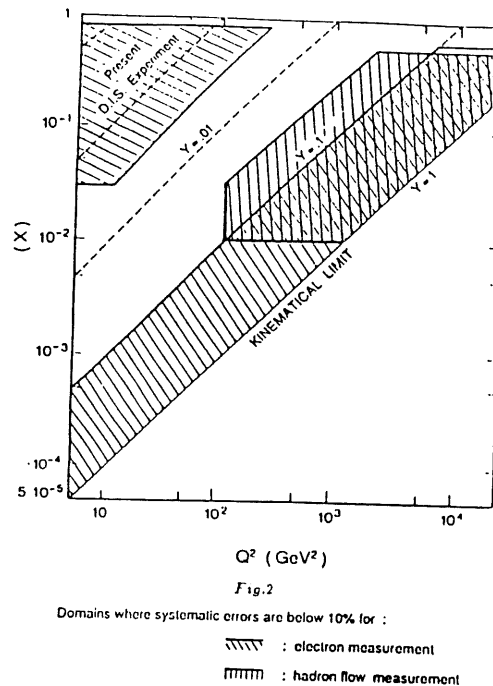
Het volgende overzicht is gesteund op [Mil93]. De eerste D.I.S. experimenten dateren uit de jaren '60 ; het gaat om de SLAC experimenten (electron bundel van 20 GeV op vast doel). Deze experimenten hebben voor het eerst aanwijzingen gegeven voor de parton substructuur van het nucleon. Nadien hebben ze, samen met de Fermilab resultaten, voor een tweede fundamentele doorbraak gezorgd, nl. schending van de schaalinvariantie. De beschikbaarheid van neutrino en muon bundels bij CERN en Fermilab sinds de jaren '70 hebben het mogelijk gemaakt verschillende DIS experimenten uit te voeren. We geven hier een heel summier overzicht van de belangrijkste experimenten:



Figuur 3.3: De lijnen van constante electron-energie die overeenkomen met $u=21, 23, \dots, 41$ en de lijnen van constante electron-hoek geven de vorm van de bins in het $x - Q^2$ vlak aan waar we zullen werken.



Figuur 3.4: Monte Carlo studies hebben aangegeven in welk kinematisch domein men de werkzame doorsnede van DIS gebeurtenissen kan meten binnen de 10% systematische nauwkeurigheid. Zoals men kan vaststellen heeft elke methode zijn eigen afgebakend bruikbaarheidsdomein.



Figuur 3.5: Domein waarin uitvoerbare metingen bij HERA (bij nominale energie) aanwezig zijn versus eerder uitgevoerde experimenten. Er is geen overlap tussen beide domeinen.

- Het (bellenvat) experiment GARGAMELLE, gestart in 1971. Men maakte gebruik van de CERN PS geïnduceerde neutrino bundel (tot 12 GeV). Dit experiment heeft vooral een historisch belang: het bestaan van zwakke neutrale stromen en de Bjorken schaalinvariantie in neutrino interacties werd aangetoond.
- Het CHARM experiment: Liep van 1978 tot 1984 en gebruikte de CERN neutrino bundel. Het doel was van marmere (zwaar, isoscalair doel).
- Het CDHS experiment. Maakte ook gebruik van de CERN neutrino beam. Het omvatte de periode 1976 tot 80. Ook hier maakte men gebruik van een zwaar doel (ijzer).
- Het BFP experiment. De Fermilab muon bundel werd gebruikt. Hier was het doel ook ijzer en het experiment heeft gelopen van 1978 tot '82.
- Het CHIO experiment. Het werd in 1976 beëindigd. Het maakte ook gebruik van de Fermilab muon bundel. Het belang van dit experiment is dat men voor de eerste keer F2 aan de hand van lichte doelen heeft gemeten.
- BEBC. Dit is een bellenvat experiment waarbij de CERN neutrino bundel op lichte doelen werd gebruikt.
- Het EMC experiment. Maakte gebruik van de CERN muon bundel. Men is met dit experiment begonnen in 1978 en sindsdien zijn er verschillende upgrades geweest. Er zijn zowel zware als lichte doelen gebruikt.
- Het BCDMS experiment liep van 1978 tot 1985. Het gebruikte de CERN muon bundel. Zowel zware doelen (koolstof) als lichte werden gebruikt.
- Het CDHSW experiment (een verbeterde versie van het CDHS experiment), maakte gebruik van de CERN neutrino bundel van 1982 tot 1984.
- CCFR experiment bij de Fermilab neutrino bundel. Het was in gebruik van 1979 tot 1988. (Sinds 1985 werd gebruik gemaakt van de 600 GeV neutrino bundel van het Tevatron).

- De SLAC experimenten. Het gaat hier om vele experimenten tijdens de periode 1970 tot 1985. Het zijn experimenten die met de electronenbundel aldaar werden uitgevoerd.
- Het NMC experiment. Het liep van 1986 tot 1989 en was een verre extensie van het EMC experiment (in de CERN muon bundel).

Een overzicht van de meeste van de resultaten betreffende $F_2(x, Q^2)$ in een recente analyse vinden we terug in figuur 3.6.

We zullen voornamelijk in meting van F_2 in het lage- x domein geïnteresseerd zijn. Het belangrijkste experiment op dat vlak is NMC waar metingen in het gebied ($0.008 \leq x \leq 0.05$) gebeurd zijn. Tot aan de start van NMC had EMC de belangrijkste resultaten in het domein ($0.03 \leq x$) en er zijn trouwens verschillen tussen beide resultaten, die maken dat de meeste extrapolaties van F_2 voor en na de publicatie van NMC resultaten merklijk verschillen. In figuur 3.7 worden de resultaten van NMC vergeleken met extrapolaties gebaseerd op vorige experimenten.

Een overzicht van de meeste resultaten bij lage x waarden wordt getoond in figuur 3.8. De voorspellingen die gebaseerd zijn op verschillende fysische hypothesen lopen sterk uiteen wat betreft het nog lagere x gebied dat door HERA zal worden bestreken.

De uiteindelijke parametrisaties van de structuurfuncties (of eigenlijk van de parton verdelingen) hangen af van verschillende a priori hypothesen, van de experimenten waarvan men de resultaten heeft gebruikt en de correcties op die resultaten die men heeft toegepast. We overlopen even de belangrijkste parametrisaties:

- KMRS zijn de parametrisaties van Kwiecinski, Martin, Stirling en Roberts. Ze zijn gebaseerd op de metingen gedaan door SLAC en EMC. Er zijn twee versies beschikbaar naargelang men als hypothese een vlakke initiële gluon distributie aanneemt, dan wel met een (voor kleine x) divergerende distributie.
- MT, de resultaten van Morfin en Tung, gebruiken de resultaten van SLAC en BCDMS (tenminste als we enkel hun parametrisaties B1 en B2 beschouwen). Ze zijn verschillend in de keuze van Λ_{QCD} .

Als we deze parametrisaties voor F_2 vergelijken met de NMC en andere data dan bekomen we figuur 3.9. Hierbij werden de pakketten beschreven in [Lap93b] en [Plo92] gebruikt. Duidelijk zijn experimentele gegevens bij zeer lage x -waarden essentieel voor een vergelijking met theoretische voorspellingen.

3.2 Kader: de weg naar de extractie van F_2 .

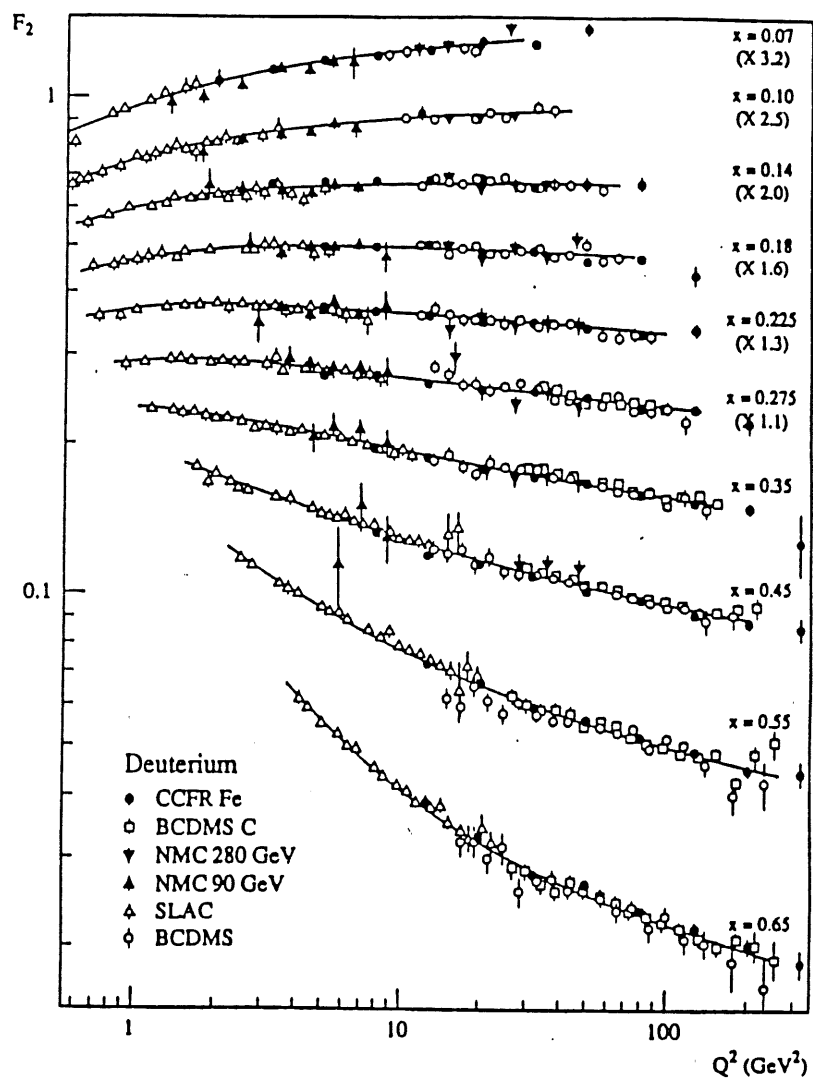
3.2.1 Selectie van DIS kandidaten

De gebeurtenissen die genomen werden in de periode september - oktober 1992, en die overeen kwamen met een totale geïntegreerde luminositeit van 26.9 nb^{-1} ondergingen een ganse reeks van selecties (cfr. [Lap93a]) om uiteindelijk tot een schatting van de werkzame doorsnede te komen die ons zal toelaten de structuurfunctie F_2 te berekenen. Het is als onderdeel van deze extractie dat men de resultaten van dit afstudeerwerk moet beschouwen.

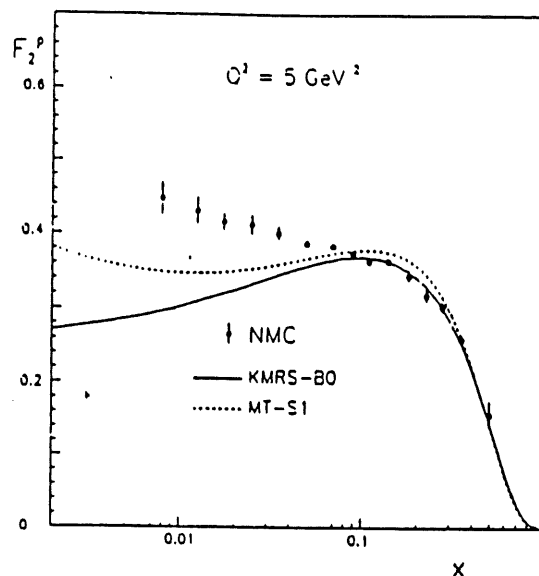
Gezien de relatief lage geïntegreerde luminositeit enerzijds, en het feit dat de H1 detector nog vrij "nieuw" is en dat we meer complexe situaties in deze detector nog niet ten volle begrijpen anderzijds, werd beslist slechts de fractie van de mogelijke DIS kandidaten te weerhouden, waarbij het verstrooide electron gedetecteerd wordt in het achterwaartse deel van de detector. Dit is niet zo limiterend al het op het eerste gezicht lijkt, gezien we voor de bekomen luminositeit heel weinig gebeurtenissen verwachten die buiten dit gebied liggen. Inderdaad liggen de meeste gebeurtenissen die in de vloeibare argon detector (d.z.w. $\theta < 154^\circ$) terechtkomen in het $Q^2 > 100 \text{ GeV}^2$ gebied, waardoor dit eerder zeldzame gebeurtenissen zijn. De subdetectoren die in het gebied $Q^2 < 100 \text{ GeV}^2$ een rol spelen zijn de BPC (Backward Proportional Chamber) en de BEMC (Backward ElectroMagnetic Calorimeter). Het zijn relatief eenvoudige onderdelen, zodat we kunnen hopen dat de interpretatie van de gegevens die ze verstrekken geen te grote problemen met zich zullen meebrengen. Een overzicht van deze achterwaartse regio vindt men in figuur 3.10.

Twee klassen op DST² niveau waaruit het staal DIS kandidaten werd geselecteerd zijn weerhouden. Een klasse staat voor "Neutrale stroom DIS kandidaten geschikt voor onderzoek naar hadronische energiefluxen"; de andere staat voor "Neutrale stroom lage Q^2 DIS kandidaten". De definities zijn als volgt:

²DST=data summary tape. We verwijzen naar de beschrijving van de gegevensstroom voor meer details.



Figuur 3.6: Overzicht van de belangrijkste experimentele resultaten voor de bepaling van F_2 bij vaste-doel experimenten.



Figuur 3.7: Vergelijking van parametrisaties van F_2 voor de publicatie van NMC resultaten, en die resultaten zelf.

- Eerste klasse

- Een BCLR cluster van minstens 4 GeV . Onder BCLR cluster wordt verstaan: een aggregaat van cellen in de BEMC subdetector waarin in elke cel een zekere hoeveelheid energie werd gedeponereerd die op zulke manier werd verdeeld dat men redelijkerwijze kan aannemen dat die depositie afkomstig is van 1 deeltje, of van een stel van deeltjes die zo dicht bij elkaar liggen dat de resolutie van de detector niet toelaat ze te onderscheiden. Een BCLR cluster kan ten hoogste 9 cellen in vierkante configuratie bevatten.
- Tenminste 1 "goed" CJC³ spoor of 1 "goed" voorwaarts spoor. Het begrip "goed" heeft hier een technische definitie waar we niet zullen op ingaan.
- Een nogal ingewikkelde conditie op de TOF⁴ waar we hier ook niet zullen op ingaan. Het komt er ruwweg op neer dat er een eis wordt gesteld op de aankomsttijden van deeltjes, zodat het niet mogelijk is dat ze langs de verkeerde kant in de detector zouden binnenkomen.

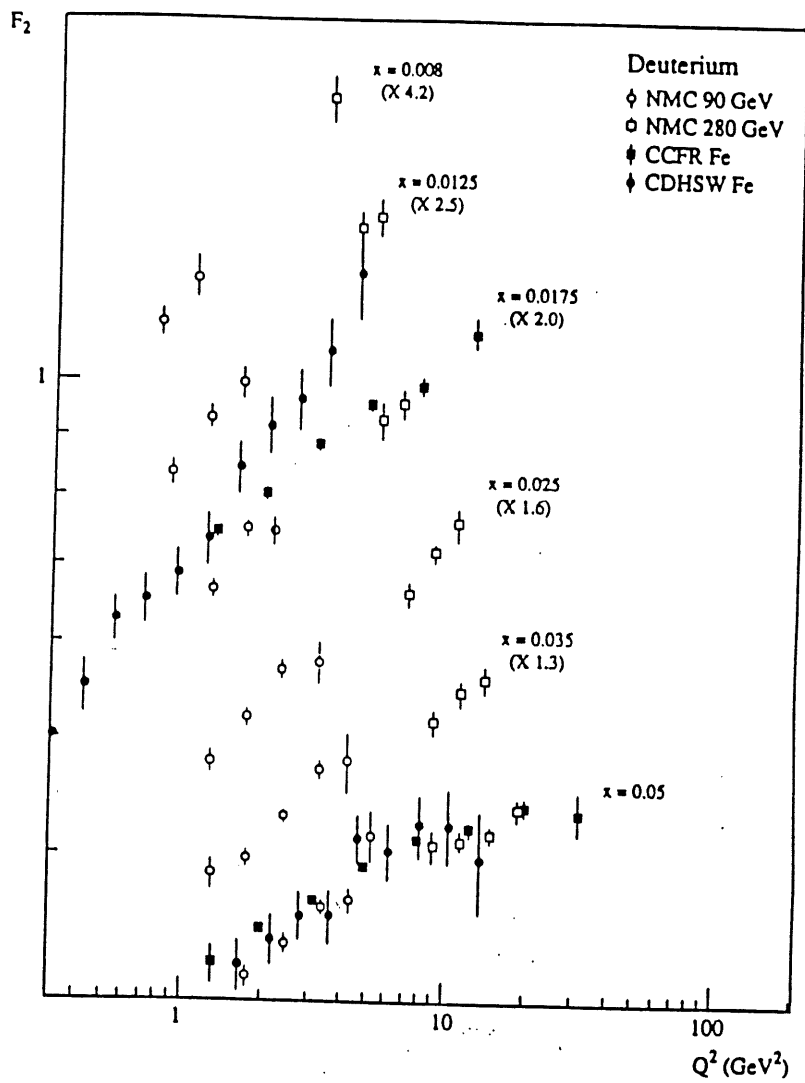
- Tweede klasse

- Een BCLR cluster van minstens 4 GeV .
- Een gereconstrueerde impact in de BPC die op niet meer dan 15 cm ligt van het zwaartepunt van energiedepositie van de BCLR cluster waarvan sprake hierboven, tenzij deze BCLR cluster overeenkomt met een energie gelegen in het domein $22 \text{ GeV} < E_{\text{BCLR}} < 32 \text{ GeV}$. Deze "versoepeling" werd ingevoerd omdat anders vele gebeurtenissen in de kinematische piek — dat is een piek in de energieverdeling van het verstrooide electron bij de energie van het invallende electron — verloren zouden gaan.
- Een conditie op de TOF, gelijkaardig aan die van de vorige klasse.

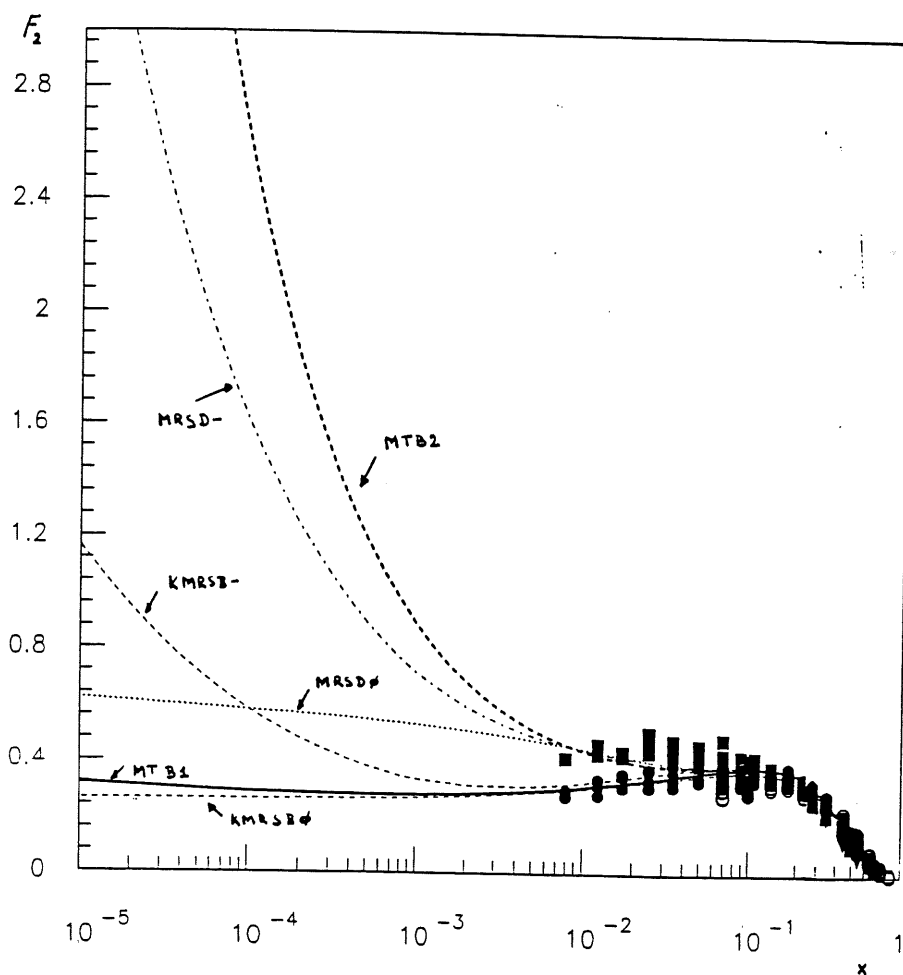
Gezien deze selectie nog veel te ruw was, werd er een selectie opgelegd ter vorming van de zogenaamde "mini-DST". De condities zijn de volgende:

³CJC is de centrale jet kamer — zie bespreking van de centrale tracker

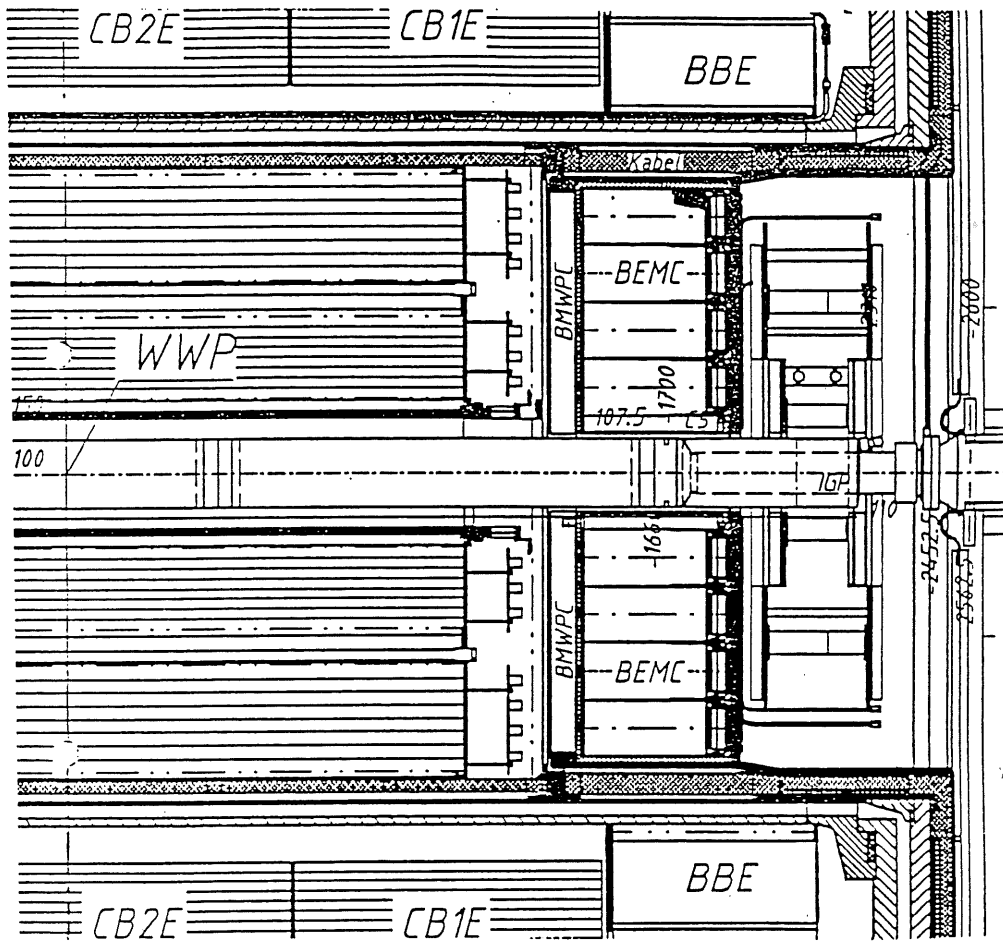
⁴We hebben de TOF (Time Of Flight) detector niet besproken. Het is essentieel een scintillator achter de BEMC waarvan de tijdsresolutie voldoende is om kunnen te bepalen of het impact tijdstip overeenkomt met een deeltje afkomstig van een ep interactie.



Figuur 3.8: Enkele experimentele resultaten bij lage x waarden.



Figuur 3.9: Enkele belangrijke parametrisaties van F_2 en de vergelijking met EMC en SLAC resultaten enerzijds (bolletjes) en NMC resultaten anderzijds (vierkantjes). De parametrisaties werden getoond voor $Q^2 = 3,2 \text{ GeV}$, de experimentele resultaten werden getoond voor alle beschikbare waarden van Q^2 .



Figuur 3.10: Overzicht van het achterwaartse deel van de H1 detector, met de positionering van de BPC en de BEMC.

- Er moet een BCLR cluster zijn waarvan de energie tussen twee voorop- gestelde grenzen ligt: deze grenzen zijn 6 GeV en 32 GeV.
- Er moet een BPC incompact gereconstrueerd zijn binnen de 15cm van het zwaartepunt van energiedepositie van de BCLR cluster.
- Er moet een gereconstrueerde vertex aanwezig zijn (gereconstrueerd uit "goede" sporen) of de energie in de BCLR cluster moet in het domein 22GeV tot 32GeV vallen.
- Bovendien worden gebeurtenissen niet in aanmerking genomen waar het massamiddelpunt van de cluster in de BEMC in een van de vier driehoekige cellen (stapels) valt rondom de bundelpijp, omdat deze stapels niet zo nauwkeurig gecalibreerd zijn, en bovendien heeft men geen zekerheid dat de electromagnetische lawine niet voor een deel in de bundelpijp ontsnapt.

Deze relatief ingewikkelde selectieprocedure kan als volgt samengevat worden:

- De TOF selectie op de bewegingszin van de deeltjes.
- Er is een BCLR cluster met energie > 6 GeV.
- Deze cluster heeft zijn zwaartepunt niet in een van de vier driehoekige stapels van de BEMC liggen.
- Er dient een BPC hit aanwezig te zijn binnen een afstand van 15 cm van het zwaartepunt van de cluster.
- Er is een "goede" vertex (voorwaarts of centraal) indien de energie van de BEMC cluster niet tussen de 22 GeV en de 32 GeV gelegen is.

Omdat de achtergronden in deze mini-DST nog vrij aanzienlijk zijn, werden nog allerlei condities bedacht van een meer empirische aard, met de bedoeling een automatische selectie te bekomen die dicht zou aanleunen bij een manuele (of beter: visuele) selectie. De achtergronden⁵ in deze mini-DST bleken nog vrij aanzienlijk te zijn. Er werd beslist van twee wegen te volgen: enerzijds zou men proberen extra condities op de gegevens te bedenken die een visuele selectie zou benaderen en anderzijds werd de "veiliger" weg ingeslagen van op dit miniDST niveau reeds trachten een schatting te maken van de achtergrond. Het zou in de eerste plaats een studie worden waarbij nagegaan wordt in welke mate men deze achtergrond nauwkeurig kan schatten en of deze schatting zo nauwkeurig kan gebeuren dat we kunnen gaan denken aan een statistische aftrekking van signaal en achtergrond. De belangrijkste snedes die men bedacht heeft zijn:

- BCL2 trigger moet gevuld hebben. Zonder in technische details te gaan komt deze eis neer op een voldoende grote energiedepositie in de BEMC die voldoende gelocaliseerd is.
- $\sum(E - P_z) > 30\text{GeV}$. De som loopt hier over alle deeltjes. In principe is dit gelijk aan twee maal de bundelenergie van het electron (= 53,4 GeV). We eisen dus dat 15 GeV van de 26,7 GeV door de detector worden gezien ; dit maakt de kans relatief klein dat het electron ongezien in de bundelpijp ontsnapt.
- De grootheid EBDI van de cluster in de BEMC heeft een waarde groter dan 1.38. Dit is natuurlijk nietszeggend zonder strikte definitie van deze grootheid. Deze luidt als volgt:

$$\text{EBDI} = \frac{1}{E_{\text{tot}}} \sum_i |(E) - E_i| \quad (3.7)$$

Hier loopt de som (index i) over de negen cellen van de BEMC waarin de cluster gelegen is (die kan ook bestaan uit een kleiner aantal cellen). De betekenis komt er essentieel hier op neer: EBDI is "groot" wanneer de energieverdeling van de lawine sterk gelocaliseerd is (zoals voor een electromagnetische lawine).

- Er werd ook beslist van enkel die gebeurtenissen in beschouwing te nemen waar de gereconstrueerde vertex (indien die aanwezig is) in een interval $-50\text{cm} < z_{\text{vertex}} < +50\text{cm}$ ten opzichte van het nominale interactiepunt.

⁵Op deze achtergronden zullen we verderop nog terug komen. We wilden hier enkel de volledige selectieweg tot aan de finale gegevens schetsen. Maar om de zaken in hun context te plaatsen leek het ons gewenst hier toch even te vermelden hoe men tot deze selectieprocedure is gekomen, en waarom — dat zal verderop nog wel blijken — we slechts in onze studie van de achtergrond een deel van deze selectieweg hebben gevolgd.

3.2.2 De hoofdformule voor $d\sigma/dx dy$

Er werd een "formule" opgesteld die het werkschema zou bepalen:

$$\frac{d\sigma}{dx dy} = \frac{\left(N^{\text{tot}}(\sqrt{E}, \theta) - N^{\text{foto}}(\sqrt{E}, \theta) - N^{\text{gas e-p}}(\sqrt{E}, \theta)\right)_{\text{selectie}}}{\mathcal{L}(1 - T_{\text{dood}})} \frac{1}{\epsilon_{\text{eff}}(\sqrt{E}, \theta)} \frac{1}{\text{Acc}(\sqrt{E}, \theta)} \frac{1}{\Delta\sqrt{E} \cdot \Delta\theta} J \left[\frac{\sqrt{E}, \theta}{x, y} \right] \text{BC}(\Delta\sqrt{E}, \Delta\theta, x_c, y_c) - \text{RT}(x_c, y_c) \quad (3.8)$$

Hierin zijn:

- $N^{\text{tot}}(\sqrt{E}, \theta)$ staat voor het gemeten aantal gebeurtenissen (DIS kandidaten) in een bin na alle selecties.
- $N^{\text{foto}}(\sqrt{E}, \theta)$ het op een of andere manier geschatte aantal fotoproductiegebeurtenissen (statistisch aftrekken).
- $N^{\text{gas e-p}}(\sqrt{E}, \theta)$ Analooq aan de fotoproductieachtergrond, is dit de schatting van de achtergrond veroorzaakt door bundel-gas interacties.
- $\epsilon_{\text{eff}}(\sqrt{E}, \theta)$ staat voor de efficiëntie van de volledige selectieprocedure voor DIS gebeurtenissen.
- $\text{Acc}(\sqrt{E}, \theta)$ is de acceptantie van de bin in kwestie. Het geeft de correctie t.g.v. de migratie weer (veroorzaakt door meetfouten in hoek en energie) die maakt dat men in sommige bins meer (of minder) gebeurtenissen importeert vanuit de naburige bins dan men ernaar uitvoert.
- $\text{BC}(\Delta\sqrt{E}, \Delta\theta, x_c, y_c)$ is de zg. "Bin centre corrections". Gezien de experimentele resultaten in de grootheden E en θ gemeten werden (en dat we deze resultaten toewijzen aan het middelpunt van deze bins), terwijl het uiteindelijke resultaat in x en y variabelen dient te worden uitgedrukt (waar we ook de resultaten willen toewijzen aan het middelpunt van de bin), moet er een "evolutiecoëfficiënt" ingevoerd worden die de transformatie van de werkzame doorsnede van het getransformeerde punt in het middelpunt van de bin doorvoert.
- $\text{RT}(x_c, y_c)$ is de uiteindelijke correctie voor gebeurtenissen die in feite in de kinematische piek — dat is een piek in de energieverdeling van het verstrooide electron bij de energie van het invallende electron — horen te zitten, maar die ten gevolge van radiatieve effecten energie verloren hebben en een contaminatie vormen in lager-energetische bins.

3.3 Fotoproduktieachtergrond

3.3.1 Wijzen waarop fotoproduktie een contaminatie vormt bij DIS

De selectie van gebeurtenissen, die tot doel heeft DIS kandidaten te selecteren waarvan het electron in het achterwaartse deel van de detector terechtkomt, laat ook andere gebeurtenissen door die in het achterwaartse deel een behoorlijke energiedepositie en een impact in de BPC veroorzaken. Fotoproduktie gebeurtenissen kunnen soms van die gedaante zijn: wanneer een of ander "hoge p_T " mechanisme ervoor zorgt dat er fragmenten van de "current jet" in de BEMC kunnen terechtkomen. De deeltjesklusters die door fotoproduktie in de richting van de BEMC geproduceerd zijn, bestaan (volgens Monte Carlo studies) vooral uit geladen pionen en fotonen. Dit is inderdaad een potentieel gevaarlijke combinatie:

- De geladen pionen veroorzaken, hoewel ze weinig energie in de (electromagnetische) achterwaartse calorimeter deponeren, wel een impact in de BPC.

- De fotonen geven aanleiding tot electromagnetische lawines in de BEMC en kunnen op deze wijze een aanzienlijke energiedepositie veroorzaken. Normaal zouden fotonen geen impact in de BPC mogen geven, maar ten gevolge van het dode materiaal dat het foton ontmoet op zijn pad voor de BPC, kan een pre-lawine optreden (bijvoorbeeld paarproductie $e^+ - e^-$) en de geladen deeltjes die daaruit voortkomen (en die ook electromagnetische lawines in de BEMC blijven veroorzaken) kunnen wel geregistreerd worden in de BEMC.

De twee hoofdcondities: voldoende energie in de BEMC en een BPC impact, kunnen dus voldaan worden door een overlapping van de respons van een pion en een foton (dat kan indien beide geometrisch gezien dicht bij elkaar zijn), of door een foton dat een pre-lawine heeft veroorzaakt. Het is enerzijds wel zo dat de meeste fotoproduktie gebeurtenissen niet van die aard zijn dat ze aan de selectie voldoen, maar anderzijds is de werkzame doorsnede voor fotoproduktieprocessen aanzienlijk groter dan DIS gebeurtenissen (de factor $1/Q^4$ in de werkzame doorsnede is hiervoor verantwoordelijk) wat maakt dat zelfs indien zelfs een kleine fractie van de fotoproduktie geselecteerd raakt, dit een behoorlijk storende achtergrond kan geven.

3.3.2 Het probleem: lage- x domein en fotoproduktie.

De proton structuurfuncties zijn ongekend in het lage x ($x < 0.001$) domein. Het is dus van cruciaal belang daar metingen kunnen te verrichten. Zoals men kan zien uit de ligging van de bins in het $x - Q^2$ vlak zijn de belangrijkste die met lage energie en met grote emissiehoek (HERA conventie) van het electron. Maar we zullen nu aantonen dat dit juist het gebied is waar de meeste fotoproduktiecontaminatie aanwezig is.

Inderdaad, enkele Monte Carlo voorspellingen van electron energieën in DIS gebeurtenissen zien eruit zoals aangegeven in figuur 3.11.

Daarentegen geven de volgens onze selectieregels bekomen DIS-kandidaten (op miniDST niveau) een energieverloop zoals beschreven in figuur 3.12.

Bijgevolg hebben we hier te maken met een enorme afwijking tussen wat men vindt bij de Monte Carlo voorspellingen en bij de data, ofwel gaat het om een (heel sterke) achtergrond. Een aanwijzing dat het hier om een fotoproduktie achtergrond gaat vindt men door naar de verdeling van de getagde⁶ gebeurtenissen te kijken (die grotendeels uit zuivere fotoproduktieachtergrond bestaat). Men vindt die afgebeeld in figuur 3.13.

Natuurlijk is het een zo goed als hopeloze opdracht om de (verwachte) kleine bijdrage van DIS gebeurtenissen te extraheren vanonder de enorme piek van fotoproduktieachtergrond beneden de 10 GeV, maar de hoop bestaat dat het mogelijk is deze achtergrond toch met een voldoende nauwkeurigheid te controleren in het domein $10\text{GeV} < E_e < 20\text{GeV}$ — bins die anders ook zouden verloren gaan. Dat is de bedoeling van deze studie.

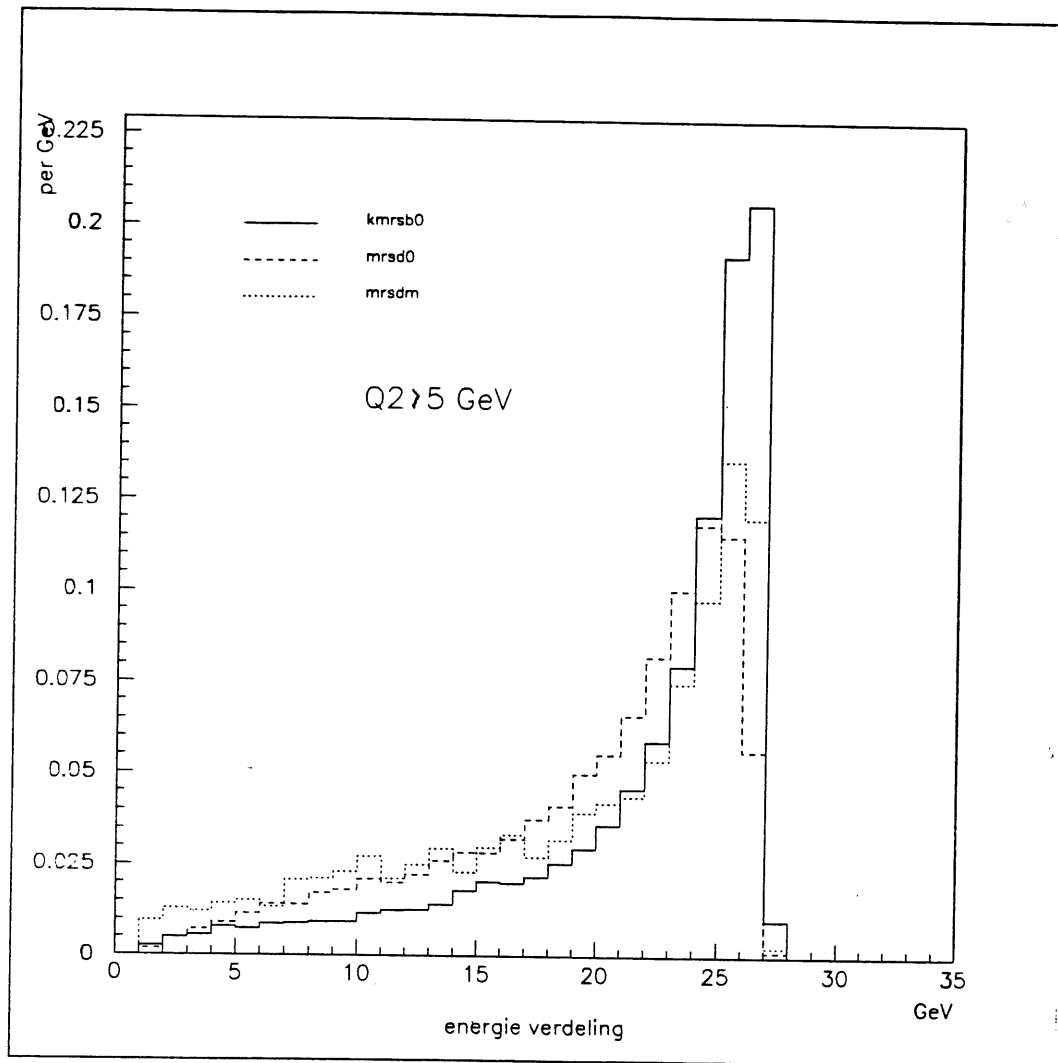
3.3.3 Schets van de oplossing.

Het komt er dus op aan een zo nauwkeurig mogelijke voorspelling van de fotoproduktieachtergrond te berekenen. Een klassieke manier om zulk een achtergrond te berekenen zou zijn: m.b.v. een goede Monte-Carlo generator een staal fotoproduktiegebeurtenissen genereren, vervolgens deze gebeurtenissen simuleren in de H1 detector en hierop de selectieprocedure toepassen. Er zijn echter een aantal redenen waarom deze directe aanpak niet zo geschikt is.

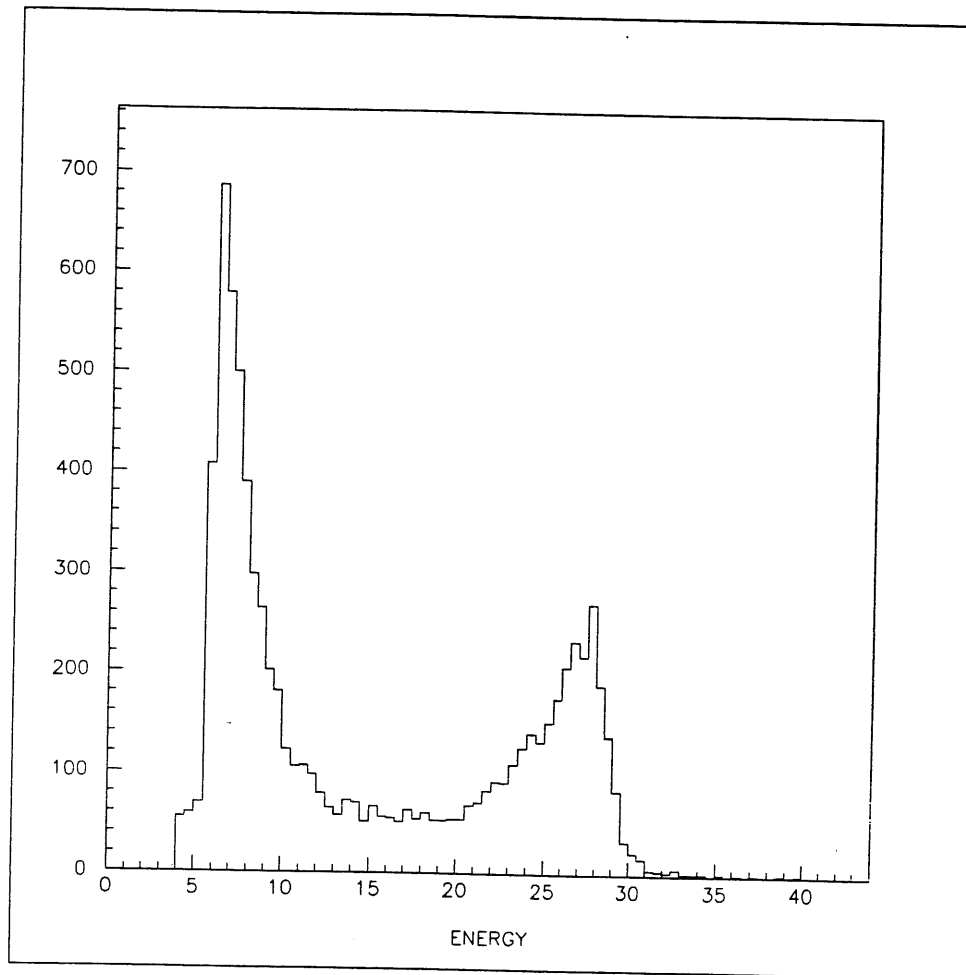
- Op het ogenblik dat we met deze studie begonnen was er niet echt een "goede" generator voorhanden. Er waren verschillende Monte Carlo generatoren beschikbaar, maar men had niet echt veel vertrouwen in hun voorspellingen, en dan vooral niet in de globale normalisatiefactor.
- De simulatie van de H1 detector (zelfs de snellere versie) benodigt veel CPU tijd. Bovendien is het zo, dat de meeste (> 99%) fotoproduktiegebeurtenissen niet voldoen aan de DIS selectie criteria. Wegens het feit dat de werkzame doorsnede voor fotoproduktie veel groter is (twee a drie grootteordes) dan die van DIS is het bijna onmogelijk voldoende gebeurtenissen te simuleren opdat er nog een behoorlijke statistiek overblijft na selectie zonder gigantische hoeveelheden CPU tijd te gebruiken.

Bovendien zouden we op een of andere manier willen de gegevens zelf gebruiken om een estimatie van de achtergrond te bekomen. Er is inderdaad een aspect aan de data dat de sleutel kan vormen tot de fotoproduktiecontaminatie in de gegevens: dat is het al dan niet aanwezig zijn van een energiedepositie in de electron - tagger van het LUMI systeem.

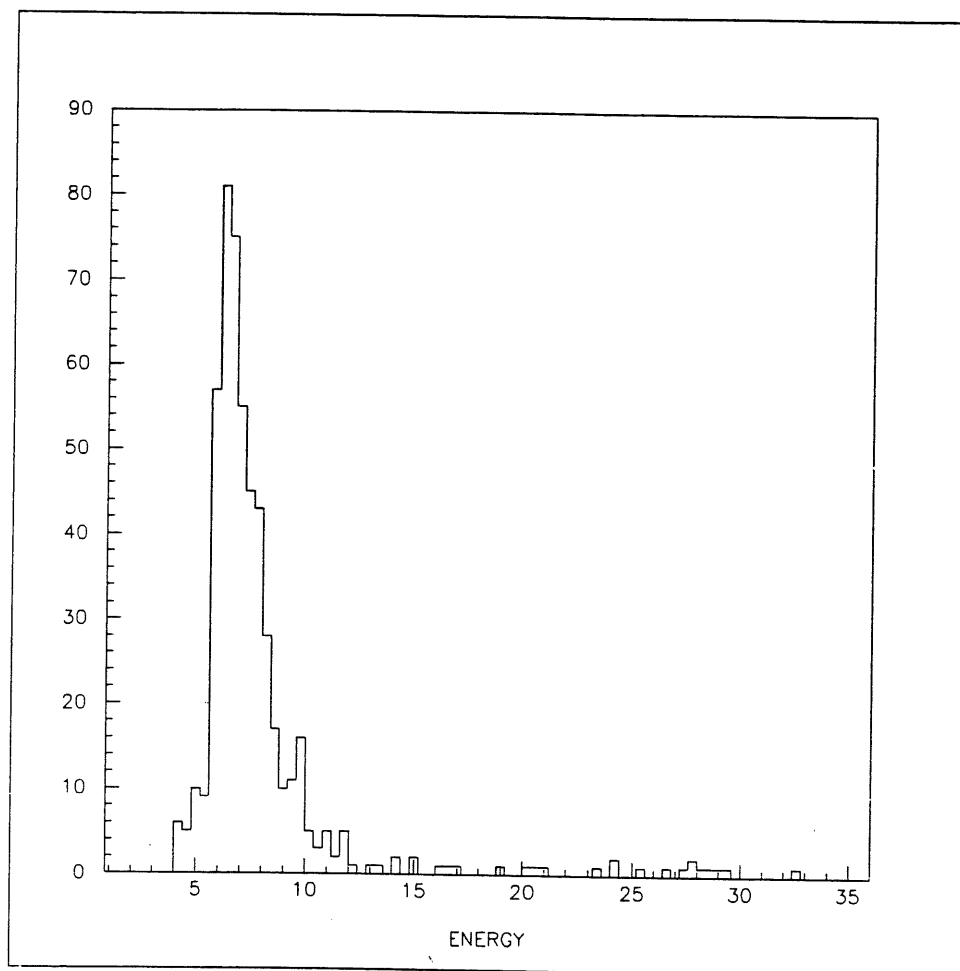
⁶"getagde" is een lelijk woord dat in 't kort staat voor: "een energiedepositie in de electrontagger boven de 8 GeV bezittende".



Figuur 3.11: Vergelijking van kansdichtheden voor de energie van het verstrooide electron zoals voorspeld door de Monte Carlo generator DJANGO, voor enkele keuzes van proton structuur functies.



Figuur 3.12: *Energieverdeling van het als verstrooid electron geïdentificeerde deeltje in het DIS staal op miniDST niveau.*



Figuur 3.13: *Energieverdeling van het als verstrooid electron geïdentificeerde deeltje in het DIS staal voor getagde gebeurtenissen op miniDST niveau.*

Inderdaad, in het geval we daar een energiedepositie vinden kunnen we quasi zeker zijn dat dit het echte verstrooide electron is, afkomstig van een fotoproduktie gebeurtenis. Jammer genoeg gaat de redenering niet op in de omgekeerde richting: niet alle fotoproduktiekontaminatie veroorzaakt een energiedepositie in de electron-tagger. Dat komt omdat die tagger slechts electronen accepteert die in een zeker energiegebied vallen.

Met andere woorden: *DIS kandidaten die een energiedepositie hebben in de electron-tagger zijn (quasi) zeker fotoproduktie contaminatie gebeurtenissen, omdat het verstrooide electron werd waargenomen in de tagger (en dus niet in de BEMC kon terechtkomen). We zullen trachten de fractie te schatten die deze waargenomen gebeurtenissen uitmaken ten opzichte van het totale staal van fotoproduktiekontaminatie. Uitgaande van deze fractie en het waargenomen aantal getagde kandidaten is het dan mogelijk een schatting van de achtergrond te bekomen.*

Daarom volgende strategie:

- We genereren met twee Monte Carlo generatoren die sterk verschillen qua opzet zoveel gebeurtenissen dat we redelijkerwijs kunnen aannemen dat na selectie er voldoende statistiek overblijft om enige (statistisch) betrouwbare voorspelling te maken.
- Gezien het niet mogelijk zal zijn om hiervan een gedetailleerde detectorsimulatie door te voeren, moeten we een versnelde "pseudosimulatie" uitvoeren en hieruit proberen de belangrijkste detectorresponsen te halen zodat een selectie kan gebeuren die overeenkomt met die, toegepast op de echte gegevens.
- Aan de hand van het aldus geselecteerde staal kunnen we dan de gemiddelde "efficiëntie" van de electron-tagger als fotoproduktiedetector halen. Hieronder verstaan we: de fractie van dit sample die een geregistreerde depositie in de electron-tagger veroorzaakt.
- Gebruik makende van deze "efficiëntie" kunnen we dan het (uit de gegevens bekomen) aantal getagde gebeurtenissen extrapoleren naar het vermoedelijke totale aantal fotoproduktie gebeurtenissen.

De snelle simulatie van de detector is een cruciaal punt, gezien het de enige manier is om tot een behoorlijke statistiek te komen. Men kan hopen dat door het gebruik van de getagde data men minder afhankelijk is geworden van de Monte Carlo en van een wat minder verfijnde detector simulatie. De procedure laat wel toe volledig onafhankelijk te worden van elke werkzame doorsnede normalisatie van de monte-carlo, gezien het enige we gebruiken een verhouding van twee monte carlo voorspellingen is.

3.4 Fotoproduktieachtergrond: praktische implementatie.

3.4.1 De twee Monte Carlo generatoren: PYTHIA en RAYVDM.

Beschrijvingen van de Monte Carlo generatoren die we hebben aangewend, vindt men in [et 91], [Sjo91], [Sjo92], [DdR90]. Er werd ons gevraagd te werken met volgende twee fotoproduktie Monte Carlo generatoren: PYTHIA en RAYVDM.

De generator PYTHIA is gebaseerd op "harde" parton-parton interacties in het perturbatieve QCD gebied, gevolgd door een Lund-type lawineontwikkeling JETSET. Volgende instellingen werden gebruikt:

- Beschouwde processen:
 - 2 jet gebeurtenissen.
 - jet-gamma gebeurtenissen.
 - Er werden geen charme of zwaardere quarks in beschouwing genomen.
- De ondergrens voor de \hat{p}_T was 2 GeV. We willen hier naar vergelijking 1.85 verwijzen, waar ook een ondergrens μ was ingevoerd.
- De structuurfunctie voor het proton was de MRSD0⁷ parametrisatie.

⁷ Technisch detail: in de CERNLIB software PDFLIB is dat structuurfunctie nummer 46.

In totaal werden $1,8 \cdot 10^6$ gebeurtenissen gegenereerd. Er werd bovendien, om het opslagvolume te reduceren, een preselectie (op generatorniveau) doorgevoerd die er essentieel op neer komt dat er al deeltjes in de achterwaartse richting in de BEMC regio worden uitgezonden met een minimale totale energie van 5 GeV.

De RAYVDM generator is, zoals de naam het suggereert, gebaseerd op het Vector Dominance Model. Er werd een snede ingevoerd die maakt dat enkel gebeurtenissen met een virtuele gamma-energie groter dan 10 GeV beschouwd worden. Het voordeel hiervan is dat men gebeurtenissen bekomt die gemakkelijker geselecteerd worden. Een nadeel is dat misschien enkele gebeurtenissen ten onrechte a priori geelimineerd worden. Deze problematiek zal verderop ter sprake komen. In het totaal werden er ongeveer $1,4 \cdot 10^6$ gebeurtenissen gegenereerd.

3.4.2 Pseudosimulatie.

De selectie die we zullen doorvoeren was degene die essentieel tot op mini-DST niveau gold. Die komt er op neer dat men de energie in een BEMC cluster en een aanwezigheid van een BPC hit moet simuleren evenals de respons van de electrontagger. Men kan zich bovendien tot deze drie gegevens beperken, tenminste als men zich wil houden aan de selectie tot op mini-DST niveau. Inderdaad:

- De TOF selectie speelt voor Monte Carlo gebeurtenissen geen rol, gezien het te maken heeft met signalen die buiten een "interactietijdsvenster" vallen en enkel door bvb. bundel-gas gebeurtenissen veroorzaakt kunnen worden.
- De BCLR cluster energie is inderdaad een van de gesimuleerde grootheden.
- De BPC impacten zijn ook gesimuleerd.
- De vertex conditie stelt zich niet zo zeer bij Monte Carlo gebeurtenissen. Hier wordt inderdaad wel een kleine fout gemaakt — we hebben geen vertex reconstructie efficiëntie in rekening gebracht.

We willen er wel op wijzen dat een gedetailleerde simulatie van slechts deze onderdelen van H1 niet uitvoerbaar is op het volledige stel gegenereerde gebeurtenissen wegens de nog steeds te grote hoeveelheid benodigde CPU tijd. Men dient dus een nog snellere techniek aan te wenden.

Het algemene idee was het volgende: we passen een superpositie principe toe op een echte gebeurtenis in de zin dat de detector respons op een stel van deeltjes de superpositie vormt van de responsen die elk van de deeltjes apart zouden veroorzaken mochten ze alleen in de detector aanwezig zijn. Dit houdt meteen ook in dat er problemen optreden van zodra men met grootheden wil werken die niet aan dat principe voldoen.

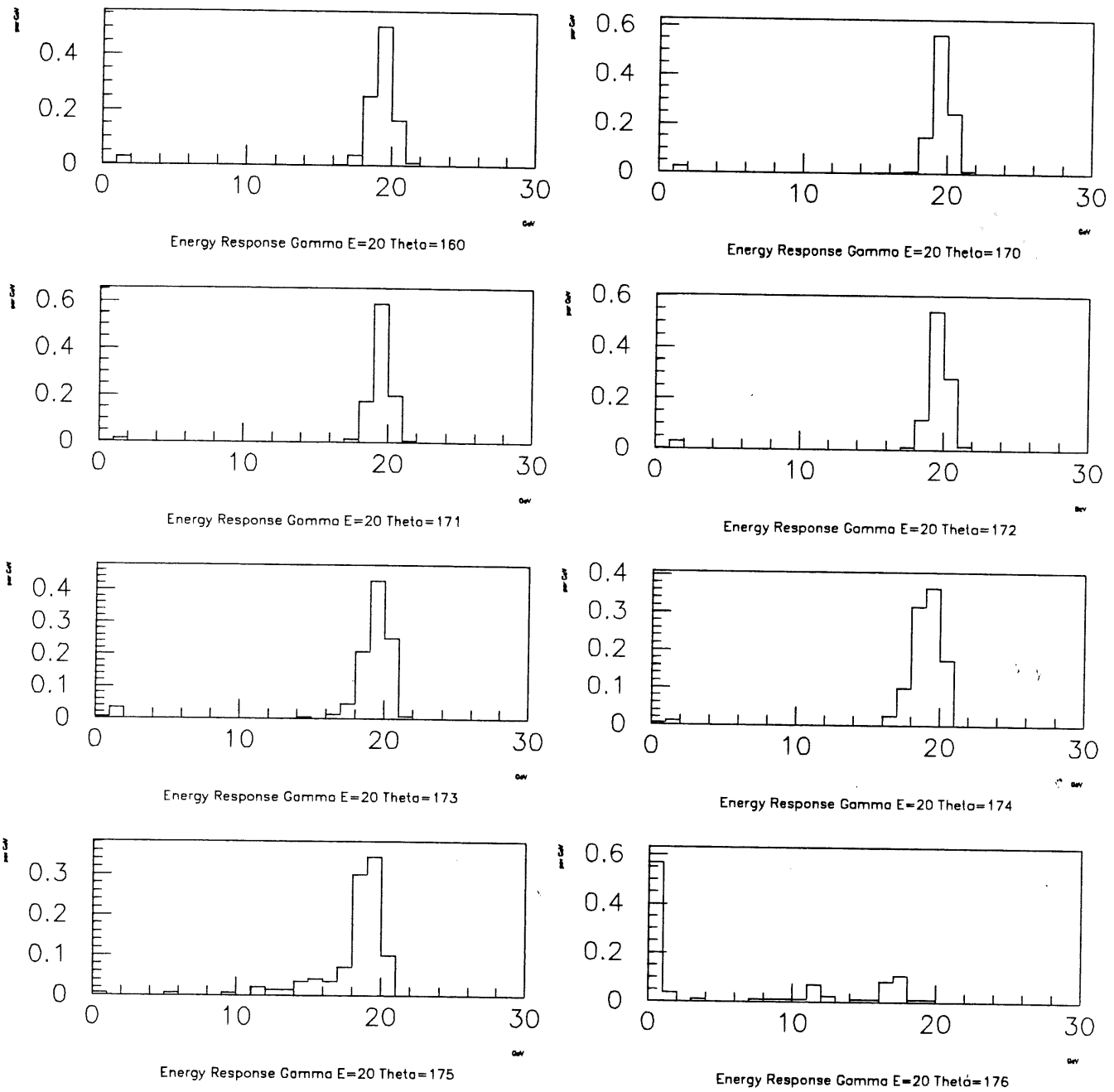
Eerst en vooral werden daarom voor verschillende soorten deeltjes (fotonen en hadronen) elk apart (dus als een-deeltje gebeurtenissen) voor verschillende waarden van θ^8 in de detector gesimuleerd. Uit deze stalen van eendeeltjes simulaties werden vervolgens "response distributies" voor BEMC energie en BPC hits geschat:

- Voor elk deeltje werd een cluster waargenomen in de BEMC ; hiervan werd de totale energiewaarde weerhouden. Het histogram gevormd door deze energiewaarden definiëren we als "energierepons" van dat deeltje bij de gebruikte hoek θ . Het is een benadering van de kansverdeling om voor dat deeltje een bepaalde hoeveelheid energie in de BEMC te deponeren.
- Voor elke gebeurtenis werd nagegaan of er een impact geregistreerd werd in de BPC of niet. Een impact in de BPC wordt door het reconstructie programma ruwweg gedefinieerd als volgt: het betreft een kruising van vier⁹ aangeslagen draden in de vier opeenvolgende dradenvlakken van de BPC. De binaire kansgrootte (wel een impact/geen impact) geassocieerd aan het deeltje en de hoek θ heeft dan een verdeling die benaderd wordt door het histogram bekomen door het nagaan of een hit aanwezig was of niet in het monster van eendeeltjes gebeurtenissen van die deeltjessoort en die hoek θ . Deze kansverdeling zullen we in het vervolg "BPC respons" noemen.

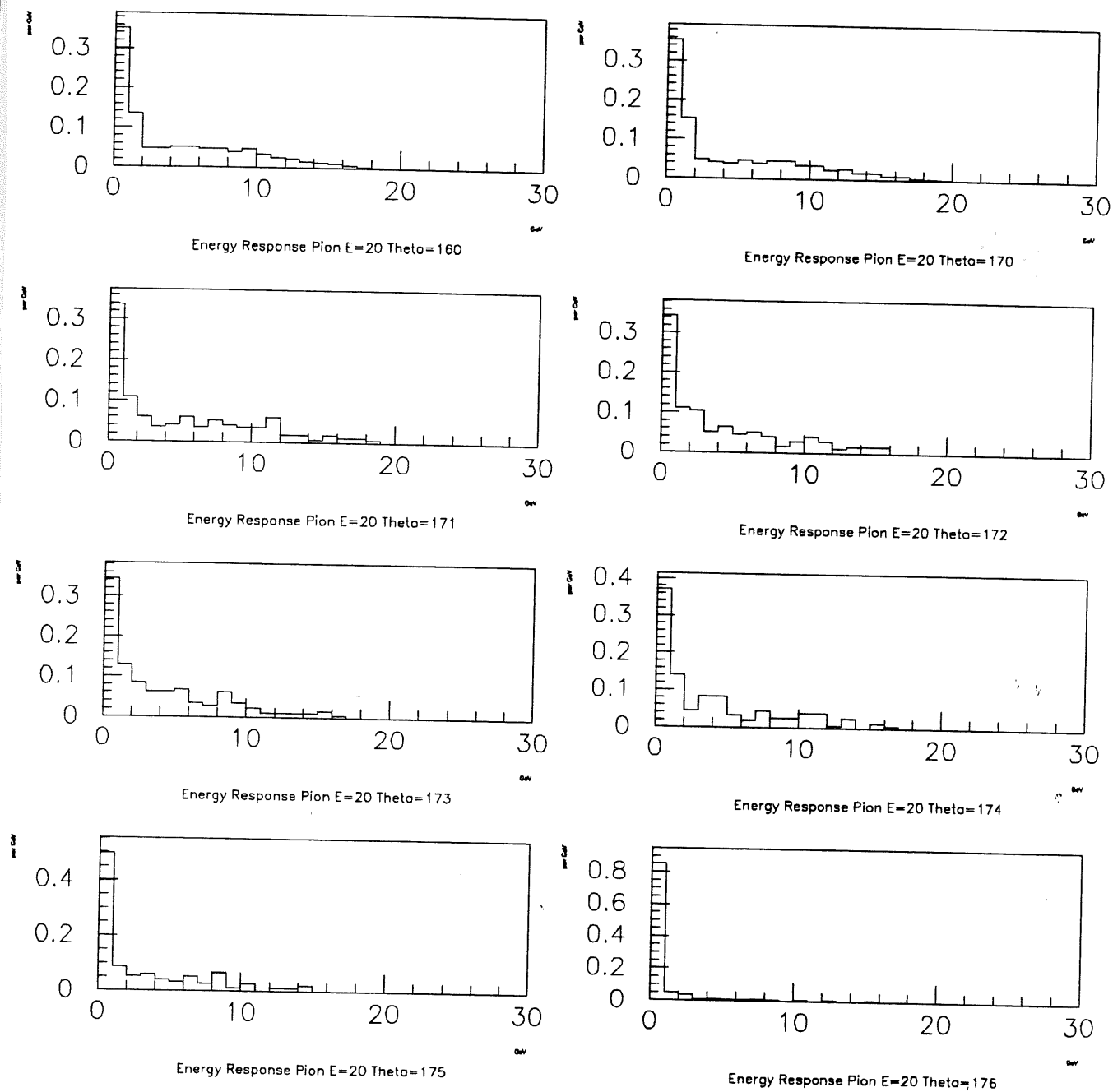
Deze kansverdelingen (samen met de efficiëntie van de tagger) vormen de enige informatie die werd aangewend om het deel van de detectorrespons dat voor onze studie van belang is samen te stellen. Deze verdelingen worden weergegeven in figuren 3.14 tot 3.16.

⁸Het werd niet nodig geacht verschillende energiewaarden te gebruiken, gezien we mogen onderstellen dat de BEMC een lineaire energierepons bezit.

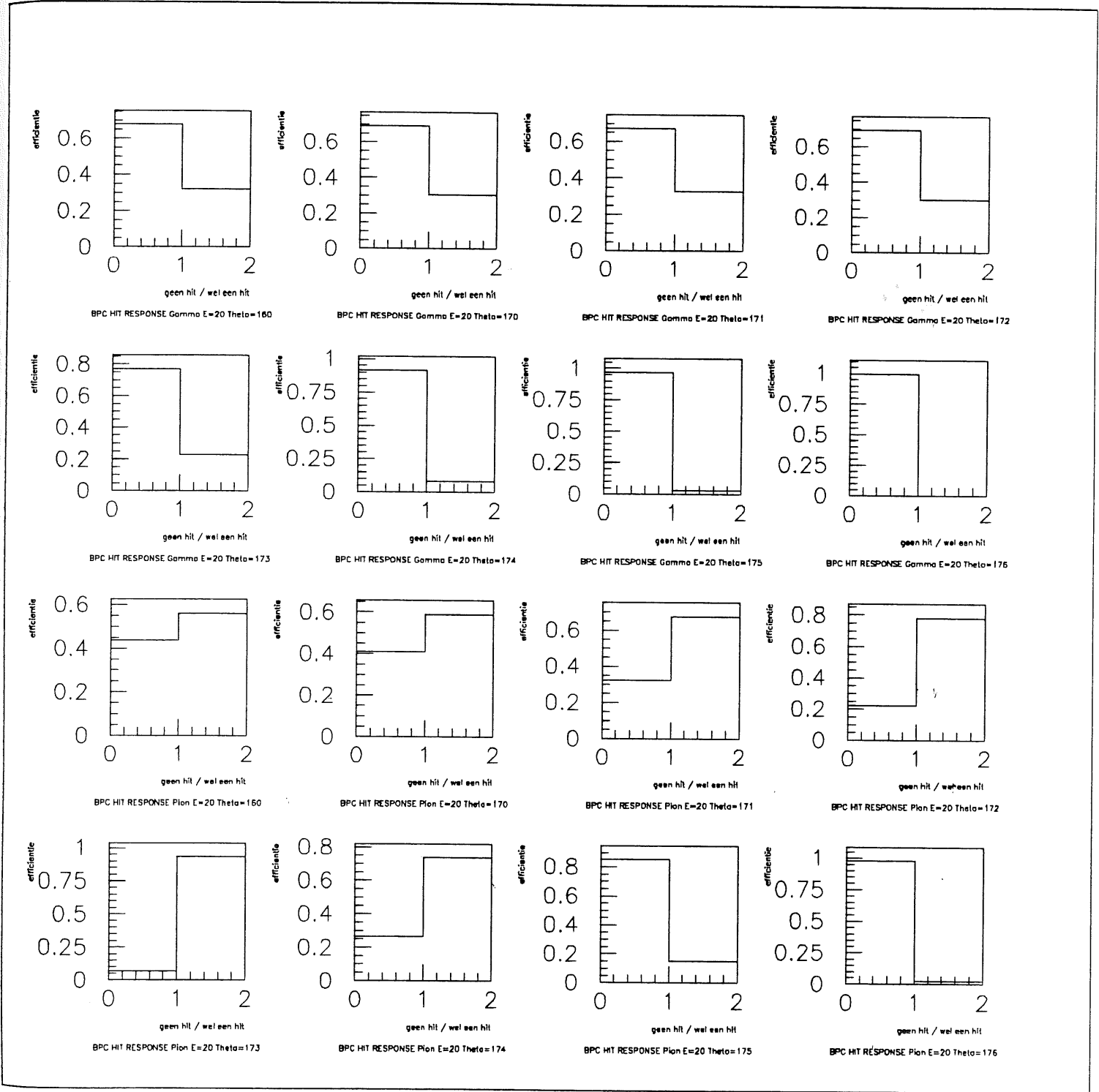
⁹Behalve dan voor het halve vlak waar een van de vier dradenvlakken dood is. Daar worden uiteraard maar drie aangeslagen draden vereist.



Figuur 3.14: De energieresponsfuncties voor een foton bij verschillende waarden voor de hoek θ .



Figuur 3.15: De energieresponsfuncties voor een pion bij verschillende waarden voor de hoek θ .



Figuur 3.16: De (binare) responsfuncties voor een BPC impact voor pionen en fotonen.

Aan elk in het achterwaartse deel¹⁰ van de detector gegenereerde deeltje wordt een energierespons geassocieerd die geschat wordt volgens de energierespons van een deeltje van de zelfde soort en een nabij gelegen θ en die evenredig in energie geschaald werd. Hiermee bedoelen we het volgende: We hebben de eendeeltjes responsen allemaal berekend met invallende energie gelijk aan 20 GeV. Stel dat we in een gegenereerde gebeurtenis de respons willen bepalen van een deeltje van 12 GeV, dan genereren we een respons volgens de 20 GeV verdeling, en herschalen vervolgens die respons met een verhouding 12/20. Dat is wat we bedoelden met: "lineair gedrag in energie voor de BEMC".

Of een deeltje een impact veroorzaakt of niet in de BPC wordt (volgens het Monte Carlo principe) gegenereerd aan de hand van de geassocieerde eendeeltjes BPC respons. Hier onderstellen we onafhankelijkheid van de energie van het deeltje.

Aan elk achterwaarts gaand deeltje worden dus twee extra grootheden geassocieerd: hun energierespons en een binaire grootheid die bepaalt of er een BPC impact aanwezig is of niet voor dat deeltje.

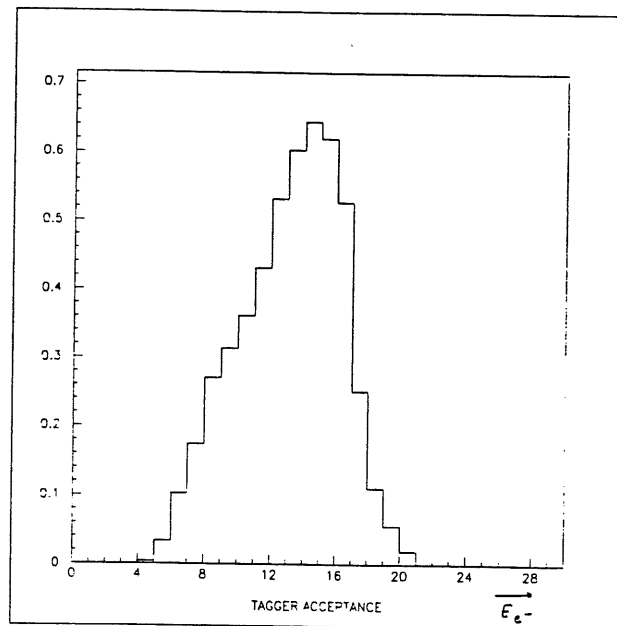
Vervolgens simuleren we "clusters" door na te gaan of er een samenstelling van deeltjes te vormen is waarvan de geometrische impactpunten in het BPC-vlak binnen een cirkel vallen met straal 15 cm (deze cirkel vormt een ruwe benadering van een 3×3 geheel van BEMC stapels die een "echte" cluster definiëren). Een aldus gedefinieerde verzameling van deeltjes noemen we een pseudocluster. De energie geassocieerd aan deze pseudocluster wordt dan gewoon de som van de energieresponsen van de verschillende samenstellende deeltjes. Hier maken we gebruik van het superpositieprincipe dat we vooropgesteld hadden. Er wordt nagegaan of een van de deeltjes een BPC impact heeft veroorzaakt. Indien dit het geval is, dan wordt dat genomen als benadering voor "BPC impact binnen 15 cm rondom het zwaartepunt van de cluster". Van al de definieerbare clusters met zulk een BPC impact wordt dan degene gekozen met hoogste energie. Deze zal dan beschouwd worden als de cluster die foutief aanzien wordt als veroorzaakt door een DIS electron. In geval er meerdere clusters waren in de echte gegevens werd immers ook de meest energetische gekozen als degene die het DIS electron voorstelde.

De twee kinematische grootheden (hoek van het electron en energie van het electron) die de DIS gebeurtenis determineren worden bij de echte gegevens als volgt geëxtraheerd: de energie is gewoon de energie van de BCLR cluster (waarop wel enkele correcties worden toegepast die hier echter niet relevant zijn). Voor de definitie van de hoek θ werden drie mogelijkheden beschouwd:

- Men kan als definitie van de hoek nemen: de hoek die gevormd wordt door de z -as (bundelas) en de rechte bepaald door enerzijds de gereconstrueerde vertex en anderzijds het zwaartepunt van de BEMC cluster. Het nadeel hier is dat de stapels van de BEMC nogal groot zijn (16 cm \times 16 cm) zodat de fout op dit zwaartepunt vrij behoorlijk is (van de orde van enkele cm).
- Een andere mogelijkheid is als tweede punt de gemiddelde positie van de BPC impact punten die binnen een straal van 15 cm liggen rondom het zwaartepunt van de BEMC cluster te kiezen. Het voordeel is dat de intrinsieke fout op de BPC posities van de orde van een paar millimeter is; het nadeel is dat we (gezien we geen gewichten kunnen associëren aan BPC impact punten) gevoelig zijn aan impacten van laagenergetische (maar geladen) deeltjes die toevallig nog binnen de straal van 15 cm liggen.
- Een laatste mogelijkheid waarvoor uiteindelijk werd geopteerd is: als tweede punt wordt het BPC impact punt gekozen dat het dichtste bij het cluster zwaartepunt ligt. Hier heeft men het voordeel dat men niet gevoelig is aan veraf gelegen toevallige impacten, en men kan hopen dat — indien er niet te veel BPC impacten aanwezig zijn — men de nauwkeurigheid bekomt van de BPC (dus enkele mm). Natuurlijk is dat geen garantie gezien het zwaartepunt van de cluster ook een rol speelt en de fout hierop aanzienlijk groter is.

We hebben getracht deze definities zo precies mogelijk te volgen met de beperkte elementen die we in onze pseudosimulatie ter beschikking hadden. We gaan hier vanuit dat er een pseudocluster (dus een verzameling deeltjes) geselecteerd werd met grootste totale energie en met minstens een BPC impact. Aan een deeltje waarvan uit de simulatie blijkt dat het een BPC impact heeft veroorzaakt wordt een impactpositie geassocieerd die overeenkomt met het snijpunt van de baan van het deeltje en het vlak van de BPC. Het clusterzwaartepunt wordt bepaald door het gemiddelde te nemen van de (met energie gewogen) snijpunten van de banen van de deeltjes met het BPC vlak. Deze positie is geen slechte keuze, gezien in de echte gegevens ook een projectie gemaakt wordt die alle posities herleidt tot equivalente posities in het BPC vlak. Op deze posities werden geen

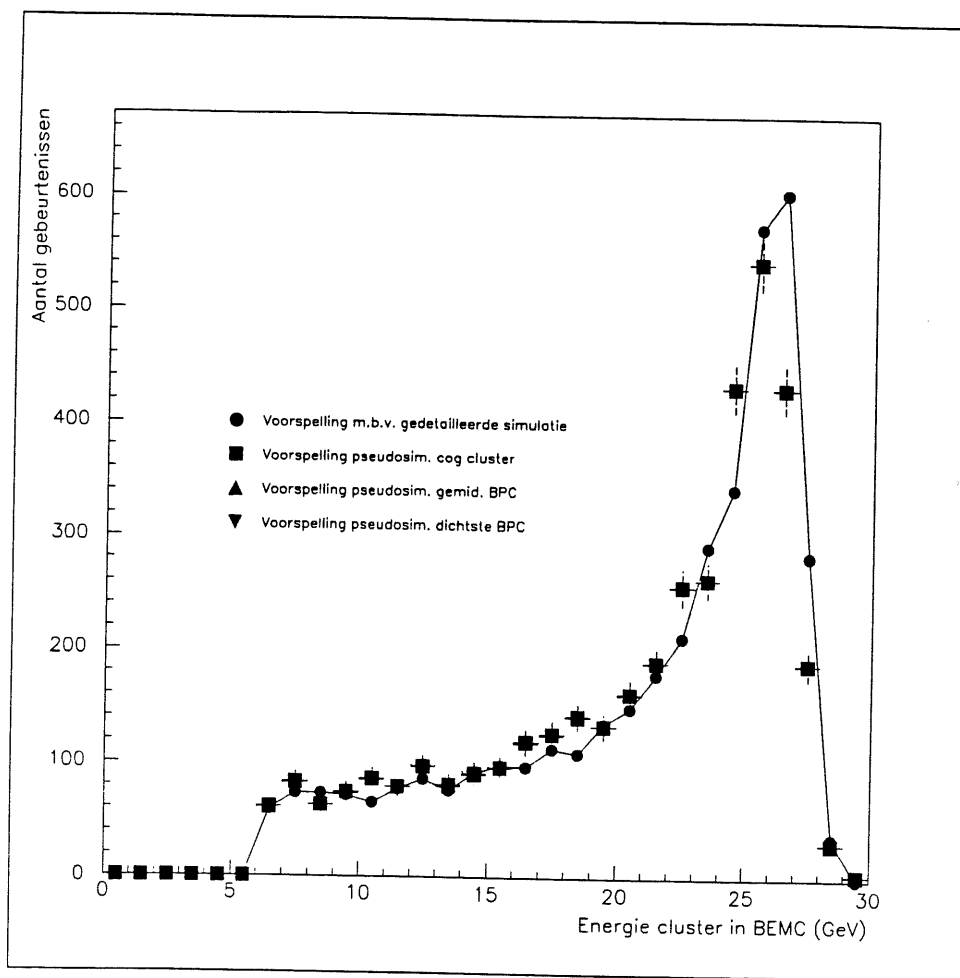
¹⁰Het achterwaartse deel staat hier voor de BPC en BEMC — het is het gebied door θ bestreken van 154° tot 176° .



Figuur 3.17: De efficiëntie van de electron tagger om een electron inderdaad waar te nemen bij een gegeven energie.

fouten geïntroduceerd. We moeten toegeven dat hoewel dat voor de BPC impacten een goede benadering is, elk effect van een fout op de cluster-gemiddelde positie verloren gaat. Vervolgens werden dan op deze gegevens (dus : pseudogesimuleerde BPC impact posities en cluster-gemiddelde positie) de drie hoekbepalingen ingevoerd. Hierbij werd geen willekeurige verplaatsing van de vertex voorzien. Er zijn dus wel enkele punten die maken dat de hoekreconstructie nogal kan verschillen van wat er in de realiteit gebeurt alhoewel deze verschillen doorgaans veel kleiner zullen zijn dan de gekozen intervalbreedte van 5° .

De energie van het electron dat potentieel door de electron tagger kan worden waargenomen wordt gewoon gelijk gesteld aan de energie van het verstrooide electron op generator niveau. Deze benadering lijkt voldoende gezien wat we willen bepalen niet zo gevoelig is aan de energie van het electron gemeten in de tagger, en ten tweede dat deze waarde inderdaad nogal accuraat wordt gemeten. Iets moeilijker wordt de beslissing of een electron al dan niet zal worden waargenomen. Bij beide Monte Carlo generatoren is het namelijk zo dat dat electron precies op de z-as wordt gestuurd (dus totaal geen transversale impuls krijgt) wat een vrij goede benadering is van de realiteit waar men met kleine hoeken te maken heeft (grootte orde fracties van een milliradiaal tot enkele milliradianen) zolang men niet op gevoelige wijze afhangt van deze hoek. Jammer genoeg is de acceptantie van de tagger daar wel nogal gevoelig aan. Bij de conceptie van het luminositeitssysteem werden echter Monte Carlo studies uitgevoerd voor fotoproduktie acceptanties. Daaruit blijkt het volgende: of het electron inderdaad ook wordt waargenomen, wordt gegeven door een kansverdeling van een binaire grootte (de efficiëntie van de electrontagger) die enkel afhankelijk is van de energie van het electron. Een grafiek van deze kansverdeling vindt men in figuur 3.17. Een impact/geen impact beslissing wordt dan volgens deze kansverdeling genomen. Deze efficiëntie komt voort uit de beperkte geometrische acceptantie van de magnetische optica die het electron naar de electron tagger moet leiden en de geometrische verdeling van vertex evenals de kleine hoek (die echter niet door de generatoren wordt berekend) die het verstrooide electron met de bundel-as (de z-as) maakt.



Figuur 3.18: *Vergelijking tussen de resultaten van een volledige simulatie en verschillende mogelijke pseudosimulaties. De driehoekjes zijn op de figuur niet zichtbaar omdat ze precies overdrukt zijn door de vierkantjes.*

3.4.3 Argumenten in het voordeel van de gebruikte methode.

Er zijn twee verschillende aspecten aan de methode die elk op zich kunnen aanleiding geven tot verschillen met de realiteit en waarin men enig vertrouwen zou willen krijgen alvorens voorspellingen van de methode aan te nemen:

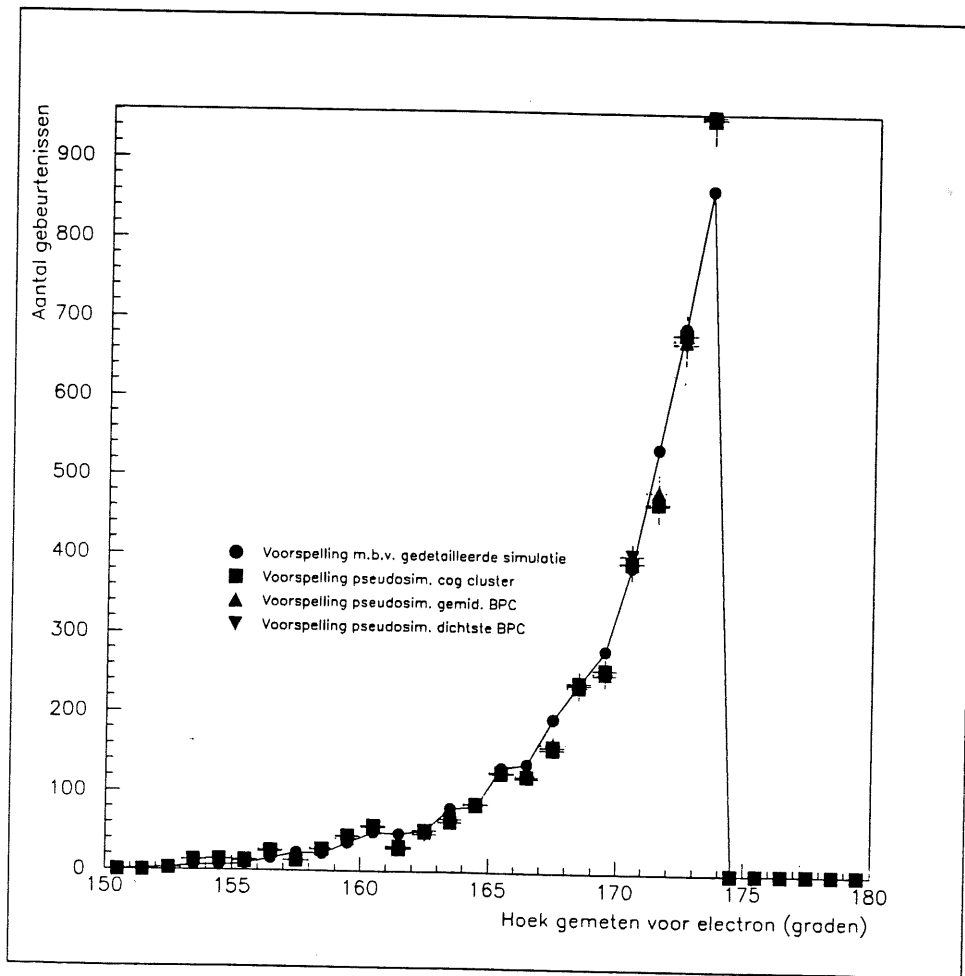
- Er is de versnelde "pseudo" simulatie: in welke mate komen de grootheden die van belang zijn overeen met die uit een volledige, gedetailleerde simulatie¹¹ ?
- Er zijn de Monte Carlo generatoren zelf. We zullen trachten na te gaan in welke mate deze generatoren meetbare aspecten van de echte gegevens kunnen voorspellen, en welke generator het meeste geschikt lijkt om deze voorspellingen te maken.

Een aanwijzing dat de pseudosimulatie vrij behoorlijk werkt kan men vinden in figuren 3.18 en 3.19.

We hebben hier voor de energie en voor de hoek van de meest energetische cluster in de BEMC een vergelijking gemaakt tussen een gedetailleerde simulatie van een stel Monte Carlo¹² gebeurtenissen en hetzelfde stel, zoals behandeld in de pseudosimulatie. We kunnen uit deze grafieken twee punten afleiden:

¹¹Men kan veilig aannemen dat de volledige simulatie vrij nauwkeurig de detector beschrijft. Het gaat hier om het programma H1SIM, waaraan reeds vele jaren is gewerkt en hetwelke men al vaak met testbundelresultaten heeft vergeleken/bijgestuurd.

¹²De Monte Carlo was DJANGO, een generator van DIS gebeurtenissen. In zeker opzicht is het jammer dat we enkel met DIS gebeurtenissen vergeleken hebben — omdat deze gebeurtenissen relatief weinig deeltjes in het achterwaartse deel van de detector hebben — maar het is zowat de enige mogelijkheid om ook gedetailleerde simulatie door te kunnen voeren.



Figuur 3.19: *Vergelijking tussen de resultaten van een volledige simulatie en verschillende mogelijke pseudosimulaties. Ook hier is het moeilijk op de figuur de driehoekjes waar te nemen omdat ze vaak geheel of gedeeltelijk overdrukt zijn door de vierkantjes.*

- De overeenkomst met gedetailleerde simulatie, reconstructie en selectie is overtuigend.
- Er is heel weinig verschil te bespeuren tussen de verschillende hoek definities. In figuur 3.19 is er zelfs geen verschil te zien tussen de symbooltjes geassocieerd aan de verschillende definities omdat ze op dezelfde plek liggen. We willen hier dadelijk wel vermelden dat er voor heel grote hoeken ($\theta > 174^\circ$) wel afwijkingen begonnen op te treden, maar gezien deze in de analyse niet worden opgenomen, werden ze hier weggelaten.

Aan de andere kant zouden we willen absolute voorspellingen van de Monte Carlo (en pseudosimulatie) vergelijken met de echte gegevens. Gezien de pseudosimulatie zich beperkt tot de meest essentiële variabelen, zijn er niet zoveel keuzemogelijkheden. Ten eerste zijn we op het vlak van de echte gegevens quasi gedwongen enkel te werken met gebeurtenissen die een impact in de electron tagger hebben — dit omdat we natuurlijk niet a priori in het volledige staal weten welk aandeel afkomstig is van fotoproduktie. Deze ganse studie werd net ondernomen omdat te weten te komen! Zelfs in dat staal zijn er nog mogelijkheden tot contaminatie, waarvan de belangrijkste is: een samenvallen van een Bremsstrahlung proces met een DIS gebeurtenis (statistisch gezien is daarop een kans van de orde van enkele procenten). Een andere is: een toevallige impact in de electron tagger ten gevolge van een bundel-gas interactie. Om deze mogelijkheden zo veel mogelijk uit te sluiten, werden volgende eisen gesteld aan het "getagde" staal:

- De energie gedeponerd in de electron tagger moet minstens 8 GeV bedragen.
- Er werd een veto gesteld indien de energiedepositie in de foton detector meer dan 4 GeV bedroeg.

We hebben wel geen goed idee over welke contaminaties nu nog overblijven in het getagde monster. Dit zou nog een studie apart vereisen. We zullen ervan uitgaan dat we met een betrekkelijk zuiver staal te maken hebben.

De drie veranderlijken waarop dan nog een test kan uitgevoerd worden, zijn:

- De energie van de cluster (versus pseudocluster) in de BEMC.
- De hoek van de impact in de BEMC. (We hebben hier — om consistent te blijven met de rest van de analyse — geopteerd voor de definitie van dichtste BPC impact bij het zwaartepunt van de BEMC cluster.)
- De gedeponerde energie in de electron tagger.

Deze vergelijking vindt men in de figuren 3.20 (voor PYTHIA) en 3.21 (voor RAYVDM). De verdelingen van de drie pseudogesimuleerde verdelingen worden hier vergeleken met de verdelingen in de echte gegevens (met taggerimpact).

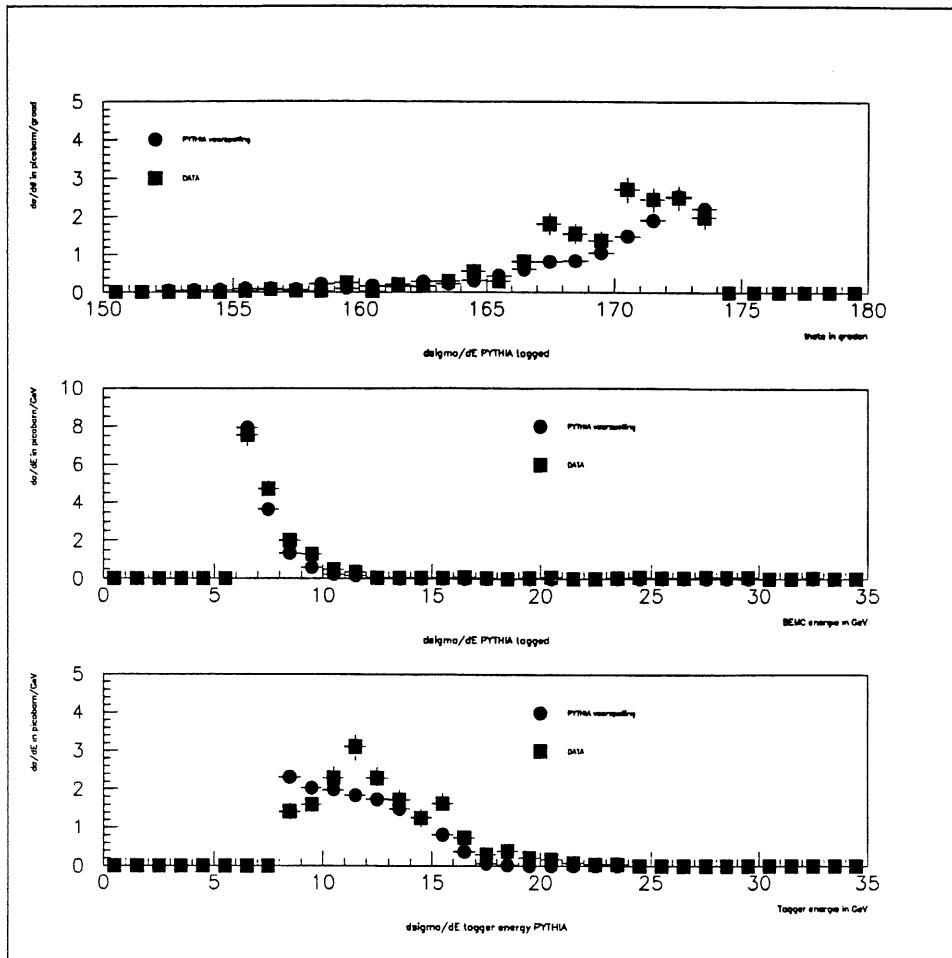
Zoals men kan zien komen de voorspellingen met behulp van de PYTHIA generator vrij goed overeen met de gegevens, hoewel er afwijkingen zijn bij hoek in BEMC en energie in de tagger. Maar de tendens is in beide gevallen dezelfde en de grootte orde ook. Men dient zich goed te realiseren dat dit eigenlijk merkwaardig is, in de zin dat we vertrokken zijn van een heel erg groot aantal gebeurtenissen (orde een miljoen) en daar zijn dan een paar duizend gebeurtenissen uit geselecteerd. M.a.w. we zitten hier op de promille grens van de Monte Carlo generator en de simulatie te werken. Bovendien hebben we bij deze vergelijking nergens de Monte Carlo voorspellingen bijgestuurd aan de hand van de gegevens (zelfs geen normalisatiefactor). Vandaar dat elke vorm van overeenkomst met echte data op dit niveau merkwaardig mag genoemd worden. De overeenkomst tussen echte gegevens en de RAYVDM voorspellingen zijn in dat opzicht wat minder merkwaardig. Er zijn twee afwijkingen:

- In het algemeen voorspelt RAYVDM minder gebeurtenissen dan er werkelijk schijnen te zijn (dat wijst op een normalisatieprobleem: de werkzame doorsnede voorspeld door de generator is te laag).
- De voorspelling van de tagger energie is niet in overeenstemming met de data.

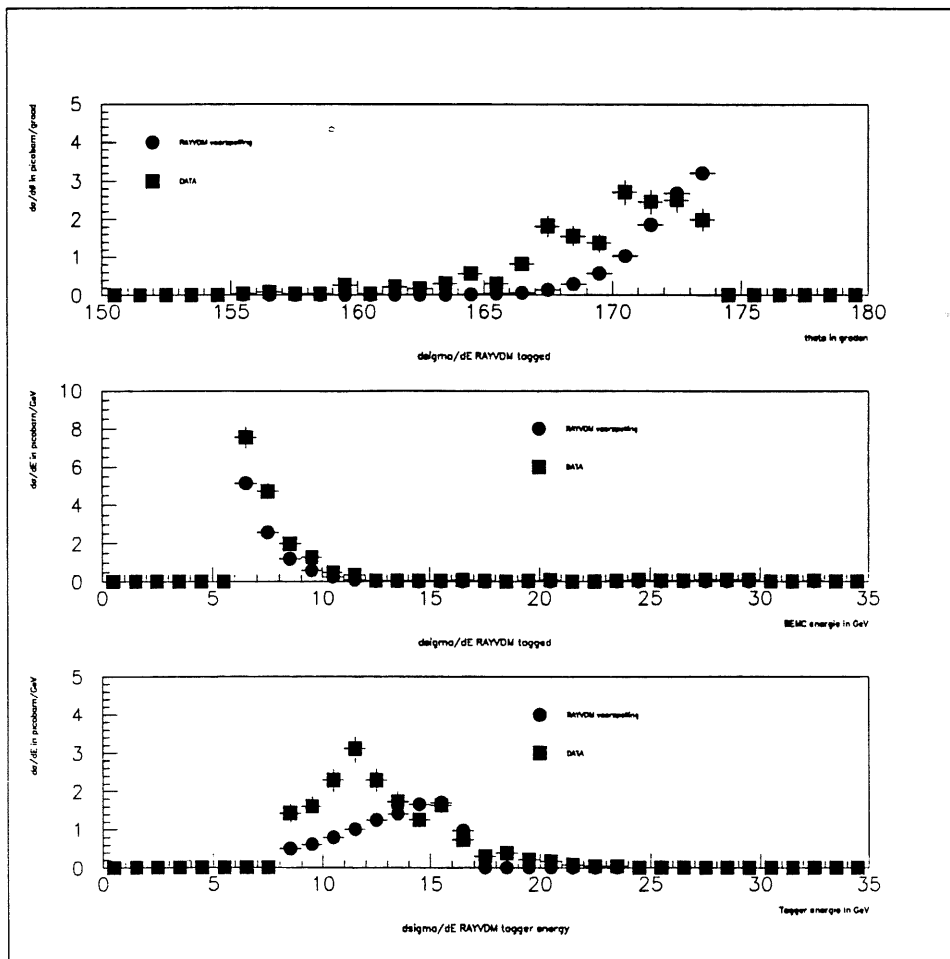
Het lijkt er dus sterk op dat er vooral verschillen optreden op het vlak van de Monte Carlo generatoren. Dit wordt nog eens extra gedemonstreerd aan de hand van figuur 3.22.

Hier ziet men de distributie van de energie van het verstrooide electron in de Monte Carlo gegevens die in een ideale electron tagger zou moeten worden waargenomen evenals (gearceerd) de fractie die werkelijk wordt waargenomen¹³. De ganse opzet van dit werk bestaat er eigenlijk in de verhouding te vinden van oppervlaktes met en zonder tagger impact — maar dan wel gedetailleerder, nl. per $u - \theta$ bin — omdat dit net de "geïntegreerde" taggerefficiëntie voor fotoproduktiegebeurtenissen voorstelt.

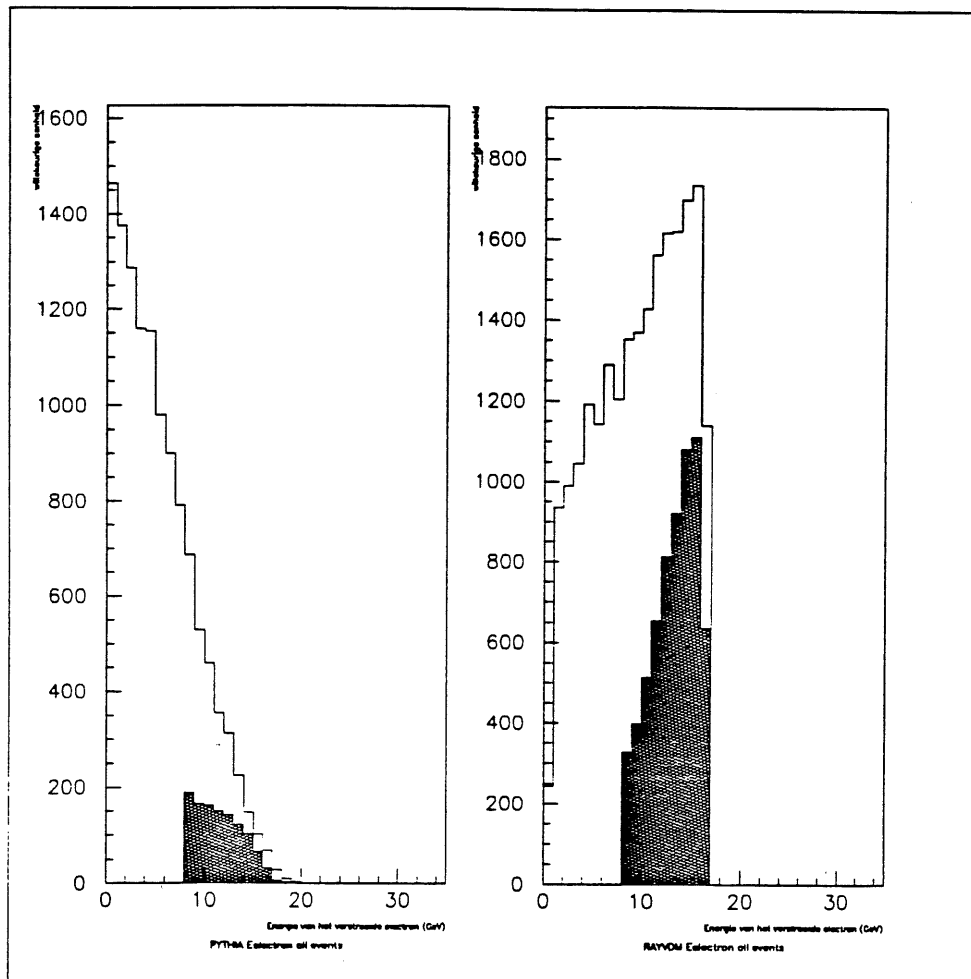
¹³Deze fractie is bekomen door het produkt te maken van de totale distributie en de efficiëntie curve van de electron tagger.



Figuur 3.20: Vergelijking tussen voorspelling en getagde gegevens. De voorspelling is afkomstig van de studie met PYTHIA als generator. Bovenaan vindt men de verdeling in θ van de impact in de BEMC, in het midden wordt de energie van de BEMC cluster weergegeven en onderaan vindt men de verdeling van de energiedepositie in de tagger weer.



Figuur 3.21: Vergelijking tussen voorspelling en getagde gegevens. De voorspelling is afkomstig van de studie met RAYVDM als generator. Bovenaan vindt men de verdeling in θ van de impact in de BEMC, in het midden wordt de energie van de BEMC cluster weergegeven en onderaan vindt men de verdeling van de energiedepositie in de tagger weer.



Figuur 3.22: De fractie van de fotoproduktie gebeurtenissen die door de tagger worden waargenomen versus het totale staal wordt weergegeven door het gearceerde deel van de figuur.

Zoals men duidelijk kan waarnemen zijn de tendensen voor beide generatoren volledig verschillend (dit is duidelijk een generator effect, geen simulatie effect). Dit is eveneens de reden waarom de berekende "geïntegreerde" taggerefficientie — tegen alle verwachtingen in — sterk verschilt tussen deze twee generatoren. De voorspellingen van PYTHIA komen eens te meer beter met de echte gegevens overeen als die van RAYVDM. Bovendien komt de PYTHIA voorspelling sterker overeen met onze intuïtie: hoe lager de energie van het electron — d.w.z. hoe hoger de energie van het foton — hoe meer kans op een contaminerende gebeurtenis in het DIS staal.

Een opmerking i.v.m. het spectrum van electronenenergie zoals voorspeld door RAYVDM. Men kan de abrupte daling bij 17 GeV artificieel vinden. Dat is ze ook! Het is een (spijtig) gevolg van de keuze die gemaakt werd om een snede te zetten (op generator niveau) die ervoor zorgt dat slechts (quasi-reele) fotonen van meer dan 10 GeV in beschouwing genomen worden. Die keuze leek oorspronkelijk gerechtvaardigd omdat toen er nog sprake was van enkel maar gebeurtenissen met een DIS electron energie van meer dan 10 GeV te beschouwen. Als men een hadronisch residu van minstens 10 GeV wil bekomen in achterwaartse zin, dan moet men ook minstens een foton van 10 GeV hebben. Maar nadat men besloten had de grens terug te brengen tot 6 GeV, stelde zich natuurlijk een probleem (het vroeg teveel CPU tijd om de gegevensset opnieuw te genereren). Gelukkig beperkt de invloed van deze fout zich tot waarden van $u < 24$, zoals men kan waarnemen in figuur 3.23: Inderdaad, boven deze grens ziet men dat het staal geleidelijk afneemt als men de 17 GeV nadert (ware electronenenergie), zodat een snede bij 17 GeV niet veel gebeurtenissen wegneemt. Maar men dient er rekening mee te houden dat er inderdaad een fout is opgetreden bij de twee eerste u (of energie) bins.

Nog een belangrijke verificatie van de Monte Carlo voorspellingen is mogelijk: We kunnen steeds absolute voorspellingen maken. De mate waarin de absolute (d.w.z. zonder gebruik te maken van enig element dat afkomstig is van de data) voorspelling en de voorspelling via de (Monte Carlo) "geïntegreerde" tagger efficiëntie en de echte gegevens (getagde gebeurtenissen in DIS staal) overeenkomen geeft ook een idee over het vertrouwen dat men in het geheel kan stellen. We verwijzen hierbij naar figuren 3.32 en 3.33 die bij de bespreking van het finale resultaat getoond worden.

Tenslotte kan men redelijkerwijs aannemen dat de piek die men in het lage-energie deel van het DIS staal terugvindt, quasi volledig te wijten is aan fotoproductie achtergrond en dat een goede voorspelling van de fotoproductie achtergrond in het laagenergetische deel gewoon het volledige staal moet voorspellen.

3.5 Resultaten

3.5.1 PYTHIA simulatie.

Van de 1.800.000 gebeurtenissen die aanvankelijk werden gegenereerd, bleven er, per $u - \theta$ bin, na de selecties die ons tot op mini DST niveau moeten brengen, een aantal gebeurtenissen over. Deze aantallen kan men terugvinden in figuur 3.24 — links boven. Als we de extra eis van "een impact in de electron tagger" toevoegen, bekomen we figuur 3.24 — rechtsboven. Deze beide gegevens volstaan om de schatting van de "geïntegreerde tagger efficiëntie" te maken, evenals de daarbij horende fout. Ook dit vindt men in figuur 3.24: linksonder staat de schatting (in procent) en rechtsonder de fout hierop. De totale waarden zijn: 12.041 gebeurtenissen raakten door de selectie; hiervan hadden 1.139 een tagger impact veroorzaakt.

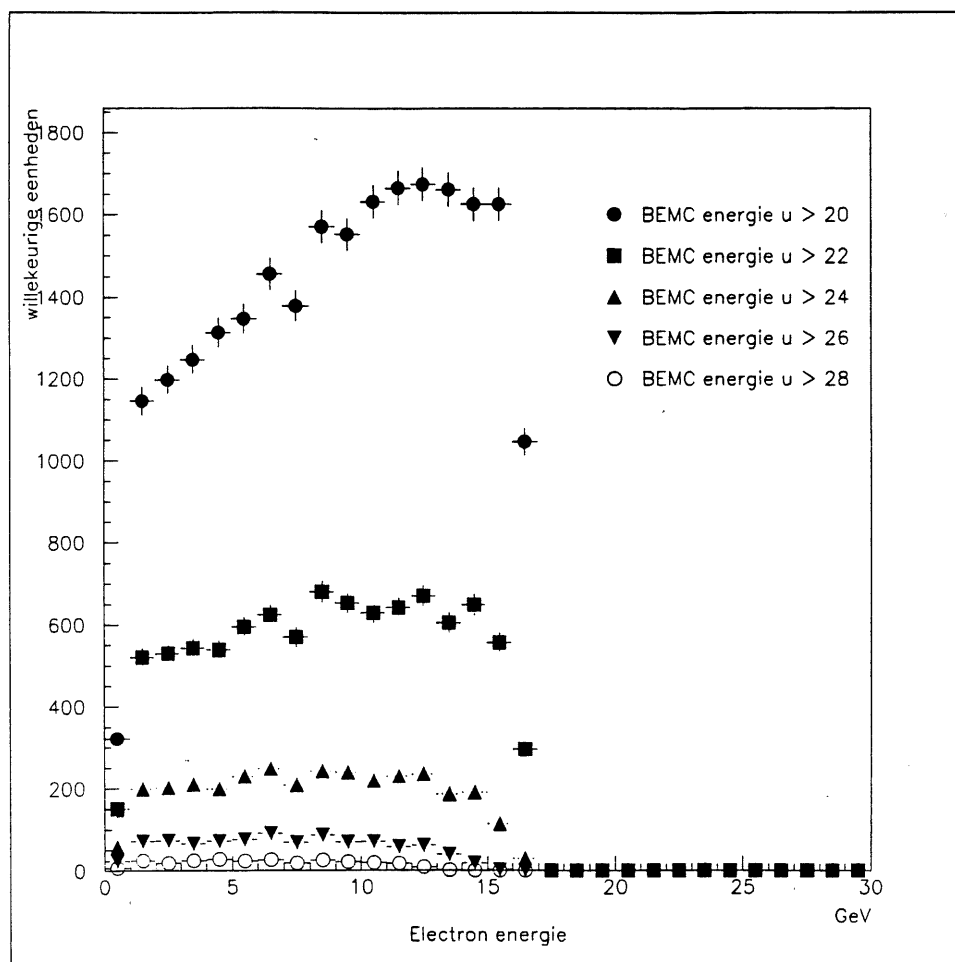
3.5.2 RAYVDM simulatie.

Net dezelfde overwegingen kan men maken voor het staal van 1.400.000 gebeurtenissen, door de RAYVDM generator gegenereerd. Men bekomt dan figuur 3.25. Hier zijn de totalen: 21.562 gebeurtenissen raakten door de selectie; 6456 daarvan hadden een taggerimpact veroorzaakt.

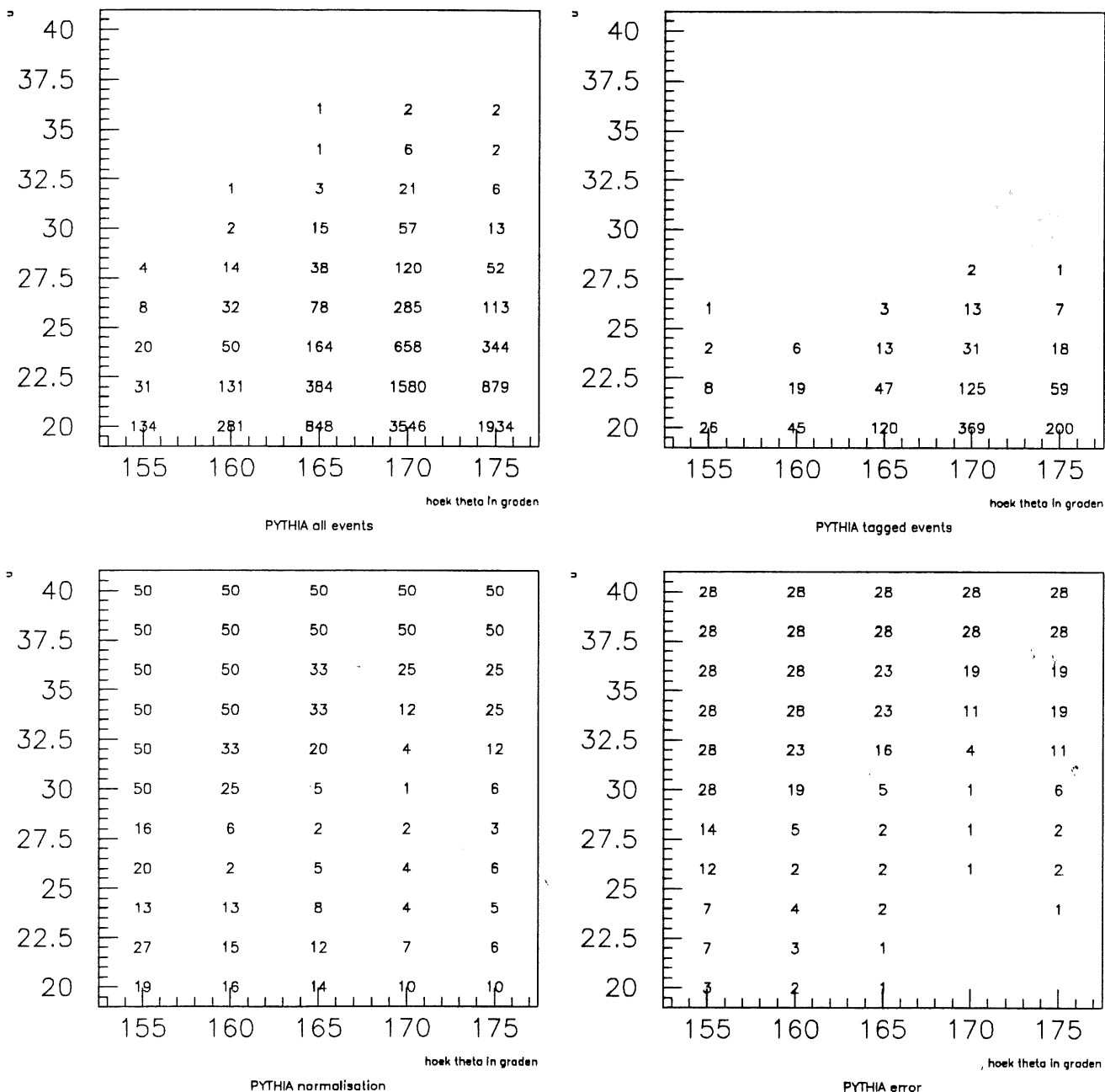
3.5.3 De gegevens.

Het volledige DIS staal (op minidst niveau) kan men in de $u - \theta$ bins rangschikken, voor en na de eis dat de gebeurtenis getagd zou zijn. Het totale aantal gebeurtenissen in het staal is 6.606, waarvan er 401 een electron tagger impact veroorzaakt hebben. Wat deze getagde gebeurtenissen betreft, enkele opmerkingen:

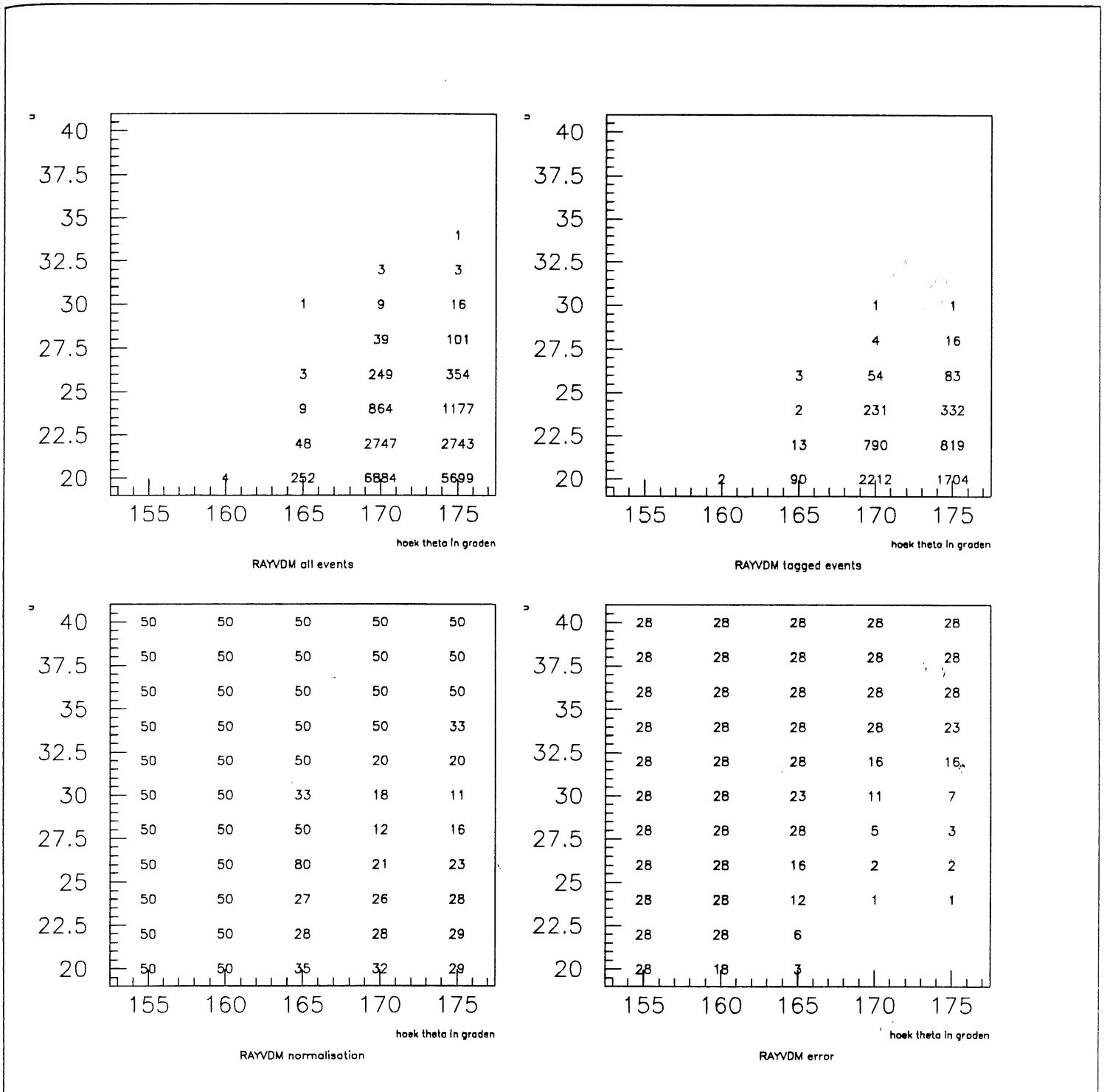
- De statistiek is erg laag.



Figuur 3.23: *Artificieel effect veroorzaakt door de snede toegepast in de Monte Carlo generator RAYVDM. De snede bestaat erin slechts foton energieen boven de 10 GeV in beschouwing te nemen. Dit veroorzaakt een beperking van de electron energie — hier afgebeeld — tot slechts 16.7 GeV.*



Figuur 3.24: Resultaten van de PYTHIA generatie.



Figuur 3.25: Resultaten van de RAYVDM generatie.

- De enkele gebeurtenissen die men vindt bij $u > 30$ zijn naar alle waarschijnlijkheid achtergronden van allerlei aard, maar geen fotoproduktie als dusdanig.

3.5.4 De voorspellingen via de getagde gebeurtenissen.

Uit de "geïntegreerde" efficiëntie van de tagger zoals berekend door beide Monte Carlo studies, en uit het aantal getagde gebeurtenissen, halen we de voorspellingen van het aantal gebeurtenissen in het DIS staal die te wijten zijn aan fotoproduktie (zie figuur 3.27). De statistische fout (figuur 3.28) op deze voorspellingen heeft twee oorzaken: enerzijds de fout op de tagger efficiëntie, anderzijds de statistische fout op het aantal getagde gebeurtenissen. Vaak is deze laatste doorslaggevend.

3.5.5 Absolute voorspellingen.

Men kan natuurlijk ook absolute Monte Carlo voorspellingen geven. We hebben alle grootheden hier herschaald naar een aantal picobarn per eenheid van u en per graad. De echte gegevens (figuur 3.29), de PYTHIA (figuur 3.30) en de RAYVDM (figuur 3.31) waarden worden hier getoond met en zonder de eis van een impact in de electron tagger.

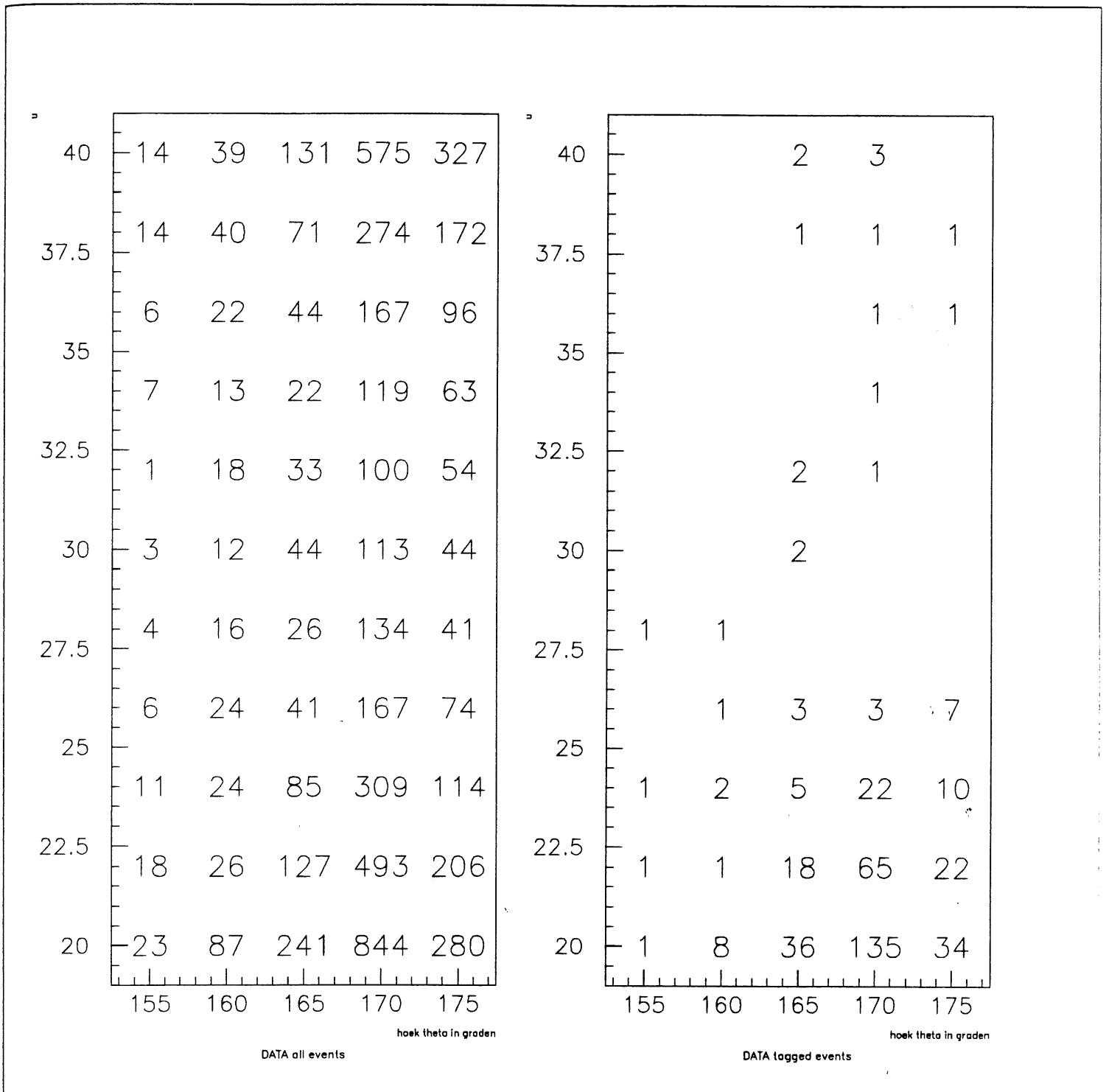
3.5.6 Finaal resultaat.

Alle voorspellingen en foutberekeningen worden samengevat in de figuren 3.32 en 3.33.

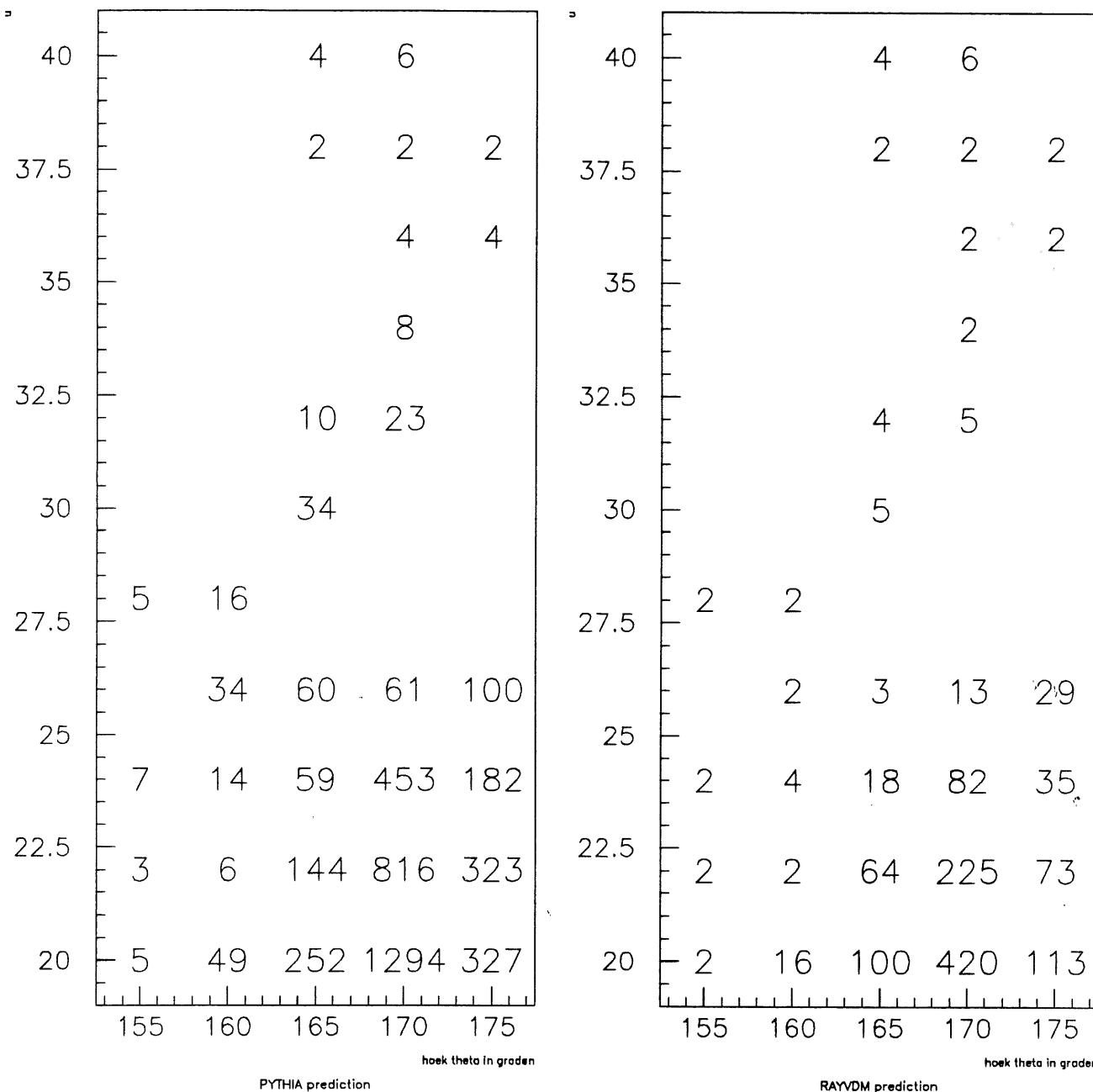
We hebben een figuur voor de PYTHIA voorspellingen en een voor de RAYVDM voorspellingen. Het volledige DIS staal (zonder eis op de electron tagger) wordt afgebeeld, evenals de absolute voorspelling en de voorspelling gebruik makende van de getagde gebeurtenissen in de echte gegevens. De drie plaatjes komen overeen met de drie gebruikte bins in θ .

Zoals men kan waarnemen zijn de resultaten (consistentie tussen absolute voorspellingen en voorspellingen via tagger enerzijds, en overeenkomst bij lage energieën met het DIS staal anderzijds) voor PYTHIA, indien niet perfect, toch vrij behoorlijk. Daarentegen gaat het met de RAYVDM predictie totaal fout. In de twee gevallen is de fout op de voorspelling via de tagger aanzienlijk.

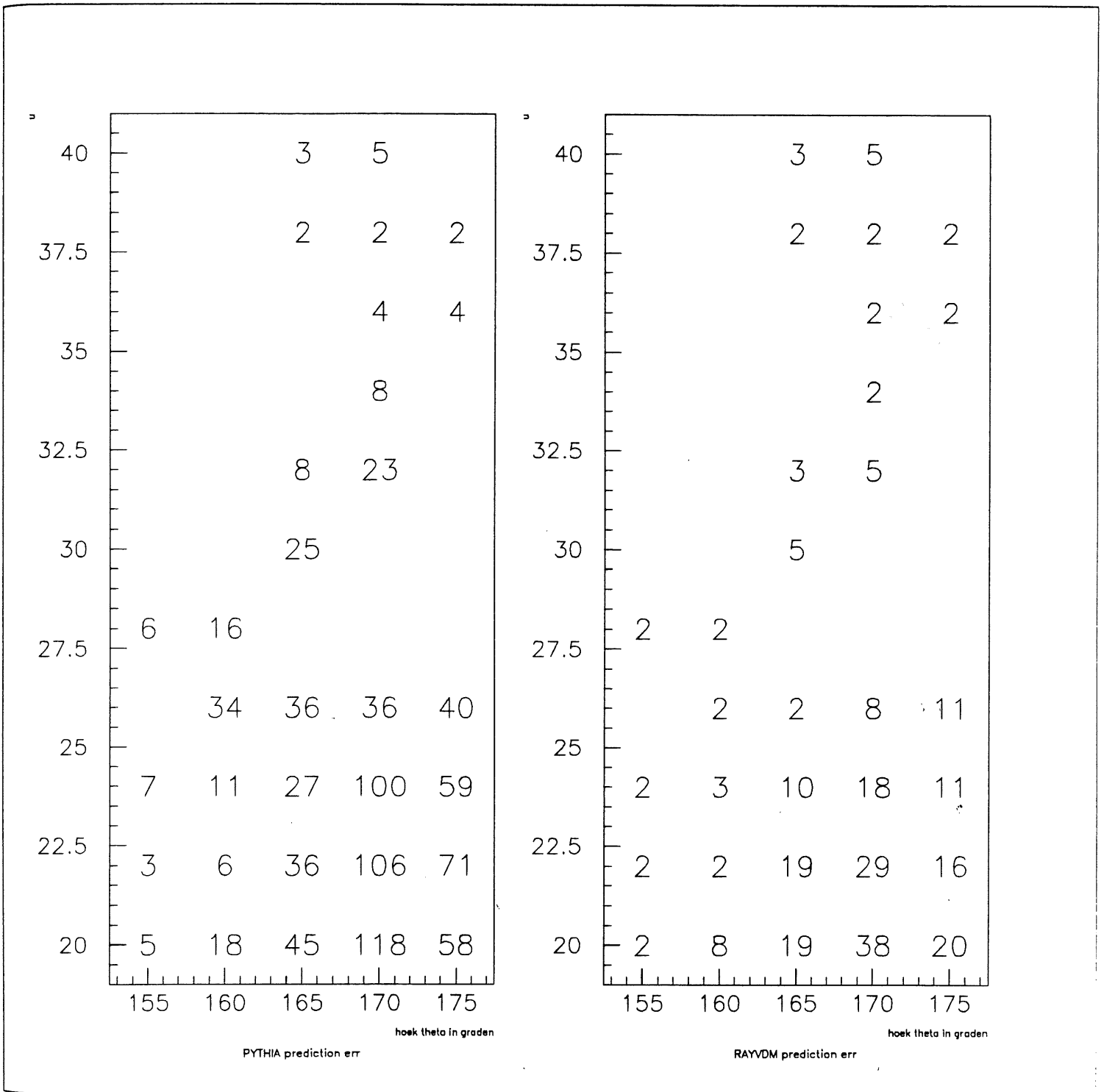
Indien men als acceptabele achtergrond een grens van 20% zou vooropstellen, dan geven de absolute PYTHIA voorspellingen volgend resultaat: voor de 3 hoekbins zijn de resultaten bruikbaar vanaf $u = 30$ (dat komt overeen met een BEMC energie van 15 GeV). Volgens RAYVDM wordt aan deze conditie voldaan van zodra $u > 20$ (BEMC energie 6,7 GeV) behalve voor de bin $\theta = 167,5^\circ \rightarrow 172,5^\circ$ waar $u > 22$ (BEMC energie 8,1 GeV) vereist is.



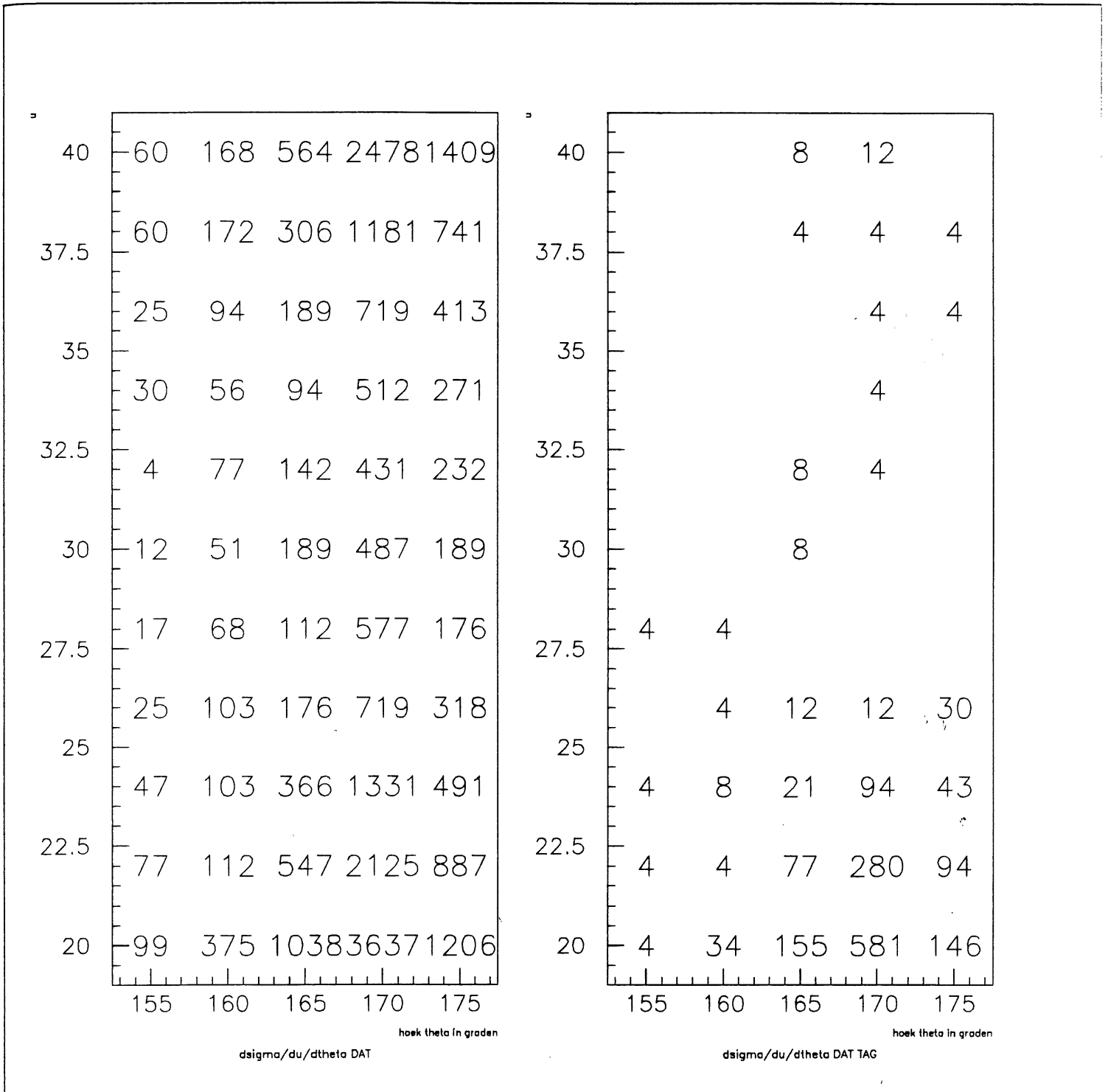
Figuur 3.26: Het DIS staal, voor (links) en na (rechts) de eis dat er een impact in de tagger is geweest.



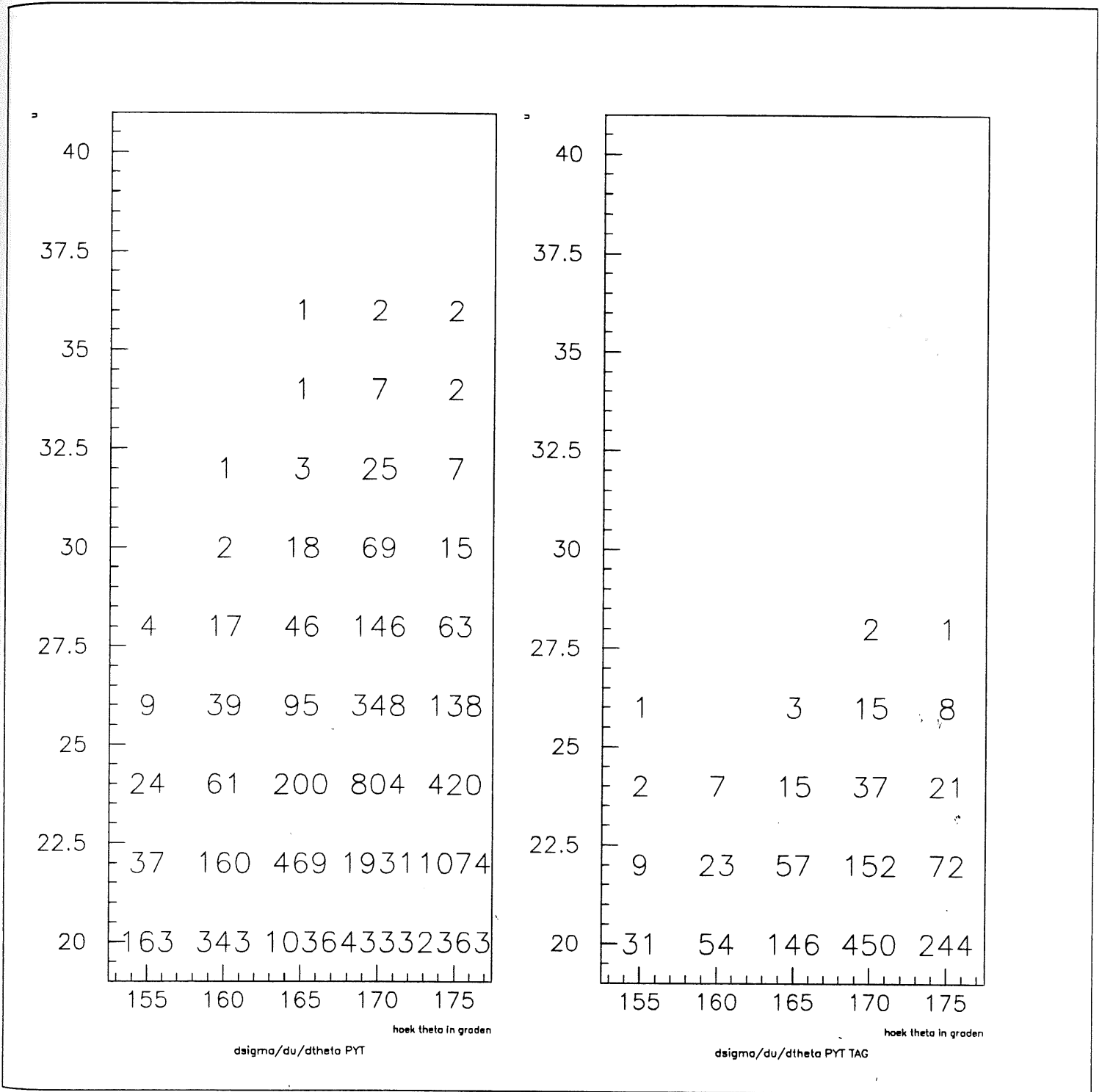
Figuur 3.27: De voorspellingen van de twee Monte Carlosimulaties van de fotoproduktieachtergrond (in aantallen gebeurtenissen per bin) door gebruik te maken van de getagde gebeurtenissen in de gegevens.



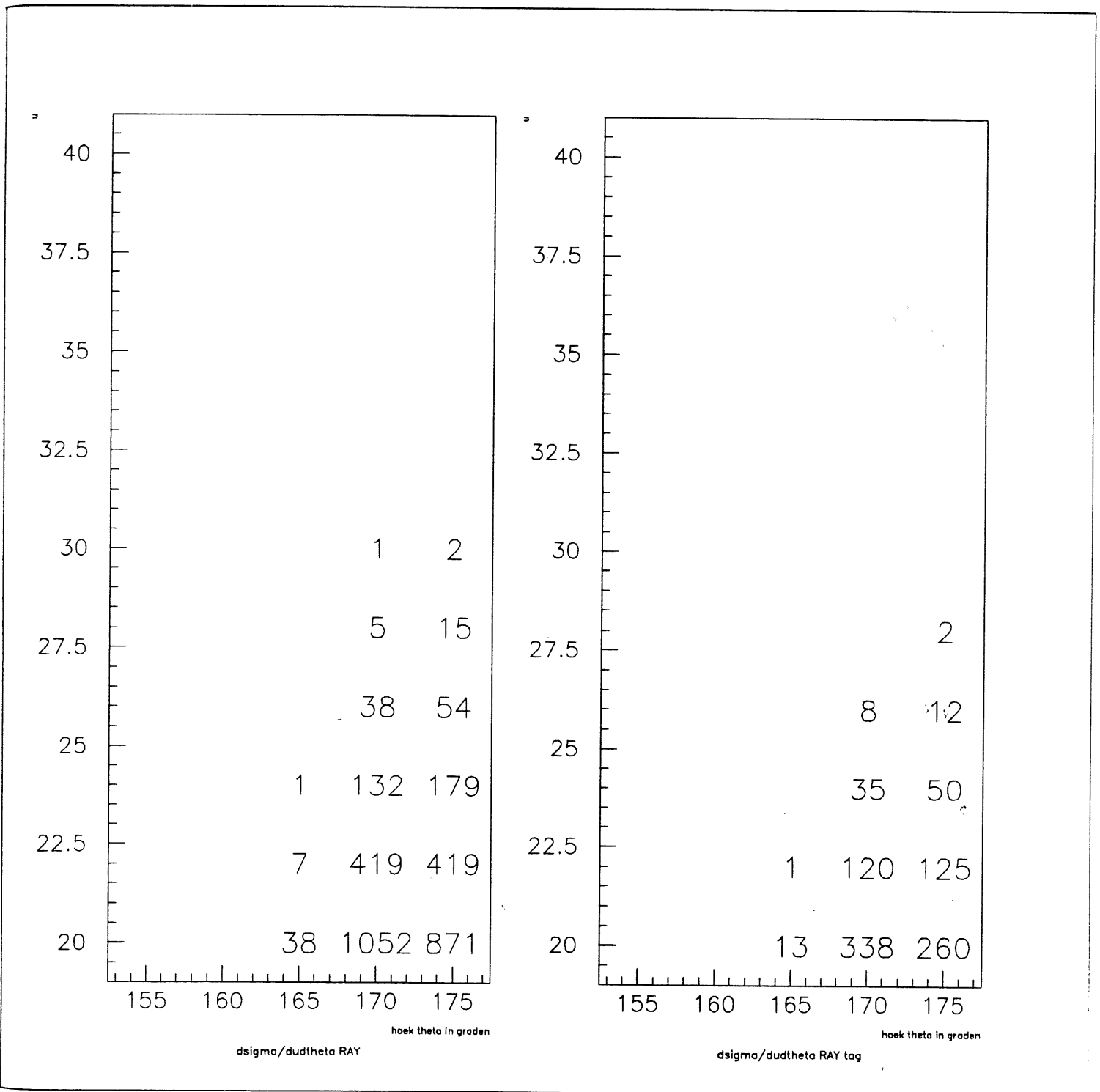
Figuur 3.28: Fout op de voorspellingen.



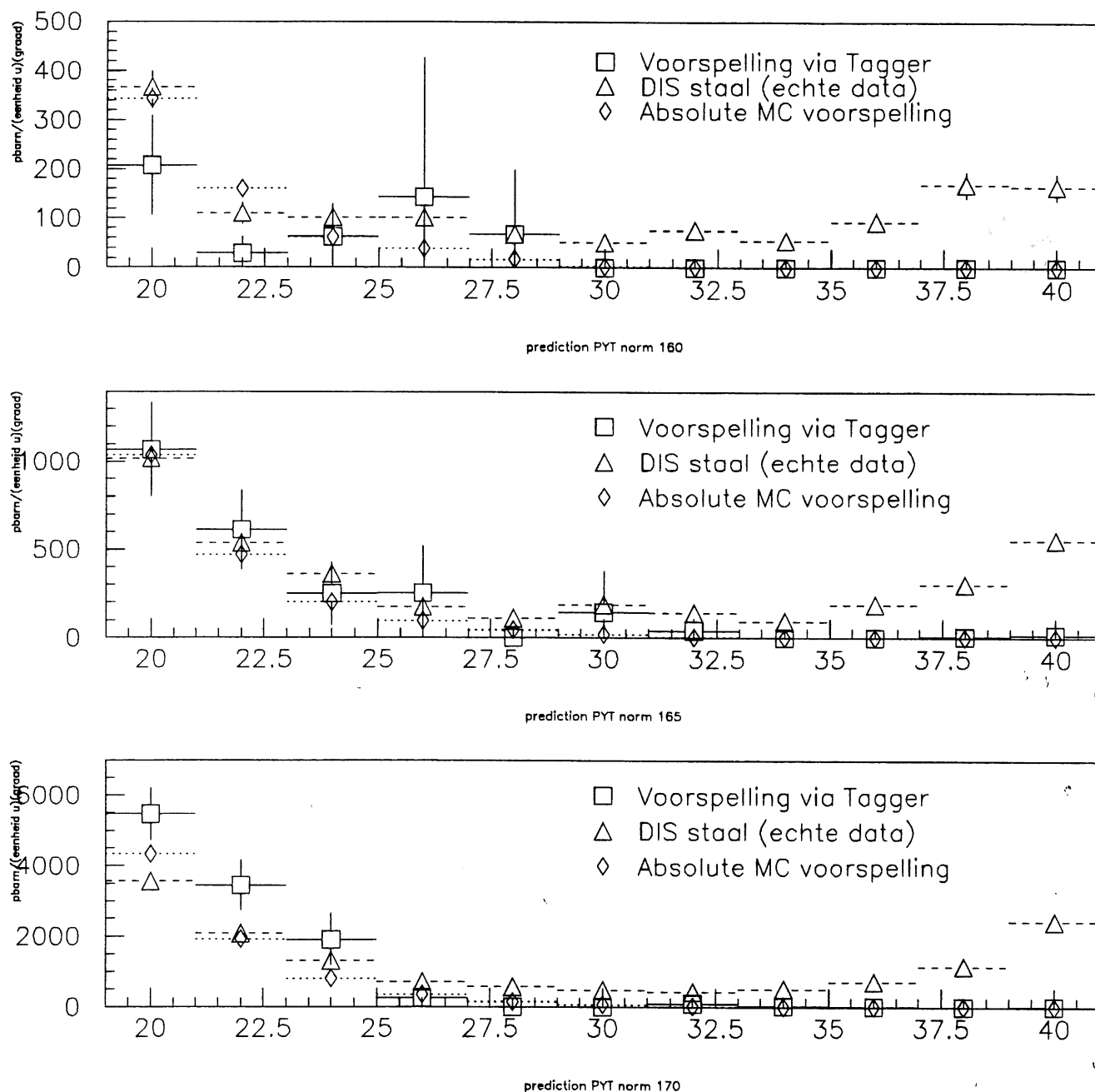
Figuur 3.29: Genormaliseerde gegevens in picobarn/(eenheid van u)(graad). Links alle gegevens, rechts die met een taggerimpact.



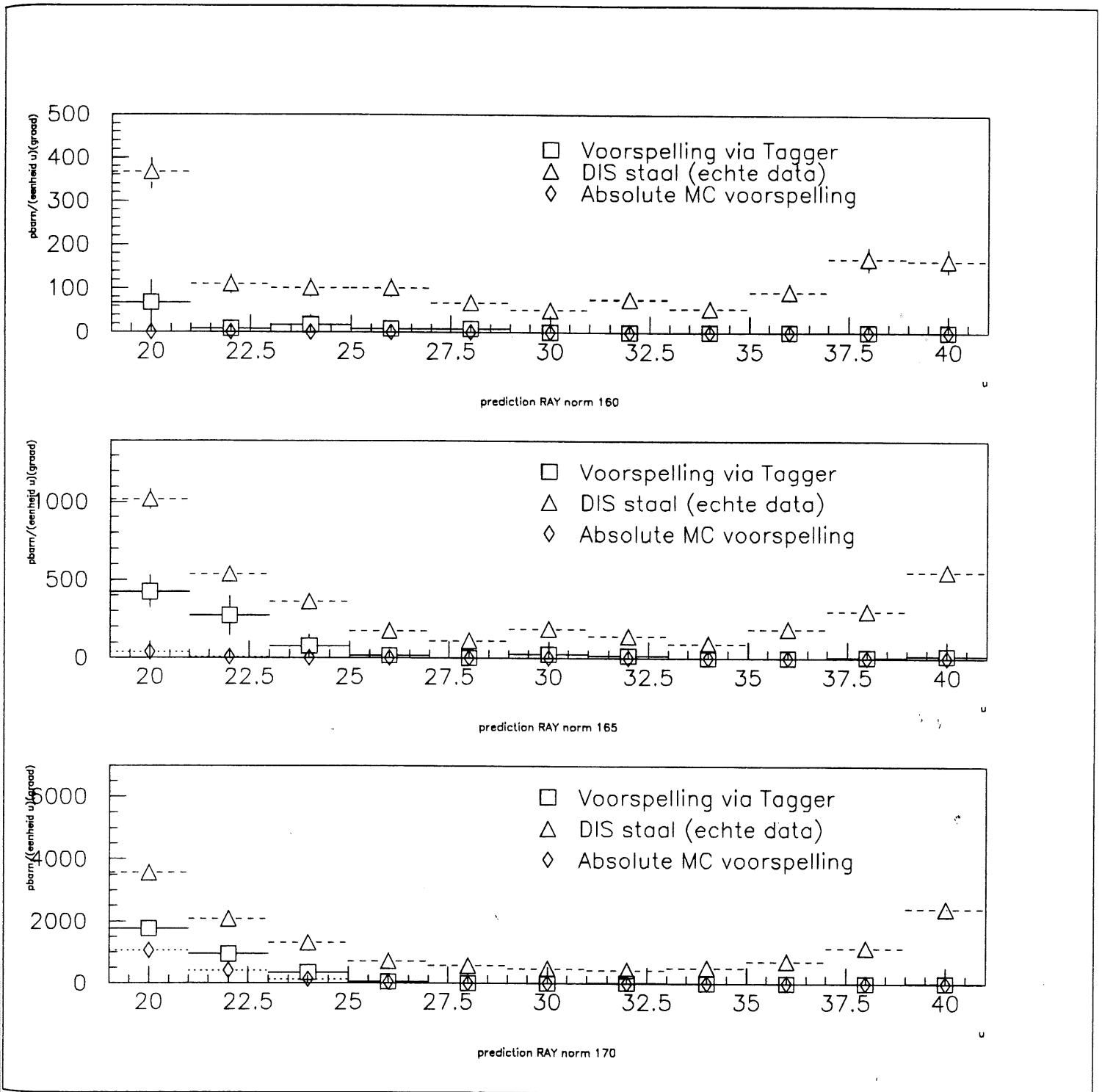
Figuur 3.30: Genormaliseerde absolute voorspellingen van PYTHIA. De eenheid is: picobarn/(eenheid van u)(graad). Links de volledige voorspelling, rechts de voorspelling met taggerimpact.



Figuur 3.31: Genormaliseerde absolute voorspellingen van RAYVDM. De eenheid is: picobarn/(eenheid van u)(graad). Links de volledige voorspelling, rechts de voorspelling met taggerimpact.



Figuur 3.32: Uiteindelijk overzicht van de differentiele werkzame doorsnede in functie van u bekomen met PYTHIA. De bovenste grafiek toont de resultaten voor de bin $157,5^\circ - 162,5^\circ$, in het midden is de bin $162,5^\circ - 167,5^\circ$ afgebeeld, en onderaan komt de bin $167,5^\circ - 172,5^\circ$.



Figuur 3.33: Uiteindelijk overzicht van de differentiele werkzame doorsnede in functie van u bekomen met RAYVDM. De bovenste grafiek toont de resultaten voor de bin $157,5^\circ - 162,5^\circ$, in het midden is de bin $162,5^\circ - 167,5^\circ$ afgebeeld, en onderaan komt de bin $167,5^\circ - 172,5^\circ$.

3.6 Besluit

Fotoproduktie is de belangrijkste achtergrond bij lage waarden van Bjorken- x tot 10^{-4} voor diep inelastische verstrooiing in H1. Momenteel beperkt deze achtergrond sterk het nieuwe x -gebied dat met behulp van H1 onderzocht zou kunnen worden.

De in dit werk voorgestelde methode om deze achtergrond te schatten, met als doel de achtergrond statistisch af te trekken van het signaal, biedt een interessant alternatief voor de methode waarbij deze achtergrond uitsluitend met behulp van een Monte Carlostudie bepaald wordt.

We hebben aangetoond dat onze methode praktisch bruikbaar is, mits men over een voldoende aantal gebeurtenissen beschikt. De statistische fout is momenteel erg groot, wegens het zeer kleine staal getagde events dat door H1 waargenomen werd in de loop van 1992, en waardoor de methode in de praktijk nog niet toegepast kon worden voor de eerste bepaling van de structuurfunctie F_2 van het proton.

Algemeen wordt aangenomen dat de voorgestelde methode zal gebruikt worden bij de analyse van de nieuwe gegevens, die H1 zal opleveren vanaf 1993. In dat geval echter, dienen enkele aspecten van de methode nog verder bestudeerd te worden. In het bijzonder is het noodzakelijk dat de pseudo-simulatie verfijnd wordt zodat deze ook een beschrijving van de vloeibare argon calorimeter bevat. Verder dient men er ook rekening mee te houden dat ook de getagde gebeurtenissen een achtergrond van niet-fotoproduktie gebeurtenissen bevatten, die door het multiplikatieve karakter van de methode sterk gepropageerd wordt in de uiteindelijke schatting van de fotoproduktieachtergrond. Tenslotte dienen vooral de Monte Carlogeneratoren verbeterd te worden. We hebben getoond dat de verschillen in voorspelling tussen PYTHIA en RAYVDM veel groter zijn dan de fouten door de pseudo-simulatie en -rekonstruktie.

Voor al deze punten mag men zich in de nabije toekomst aan voldoende vooruitgang verwachten, zodat er geen fundamenteel bezwaar kan zijn de methode in de toekomst werkelijk toe te passen.

Lijst van figuren

| | | |
|------|--|----|
| 1.1 | <i>Het eenvoudigste Q.E.D. Feynmandiagramma dat bijdraagt tot de electromagnetische interactie van twee onderscheidbare Dirac deeltjes.</i> | 4 |
| 1.2 | <i>De kinematische variabelen in het ruststelsel van het zware Diracdeeltje.</i> | 4 |
| 1.3 | <i>Laagste orde Q.E.D. Feynman diagramma's voor Compton verstrooiing.</i> | 5 |
| 1.4 | <i>Symbolische voorstelling van D.I.S. reactie.</i> | 6 |
| 1.5 | <i>Symbolische voorstelling van de Weizsacker-Williams methode.</i> | 8 |
| 1.6 | <i>Symbolische voorstelling van hoe men uit de γ - parton interacties de totale γ-p interactie kan samenstellen. Hierin is y de fractie van de vierimpuls gedragen door het parton dat zal interageren, en z de fractie van de vierimpuls van dit parton die als dusdanig interageert.</i> | 12 |
| 1.7 | <i>Symbolische voorstelling van het idee achter "vrije partonen".</i> | 12 |
| 1.8 | <i>De belangrijkste bijdragen waarbij men in de eindtoestand een quark en een gluon vindt — QCD Compton.</i> | 13 |
| 1.9 | <i>De QCD diagrammen die de interactie van een foton met een gluon — hier gezien als een parton in het proton — mogelijk maken door middel van quark - antiquark paarproductie.</i> | 15 |
| 1.10 | <i>Symbolische voorstelling van "Vector Dominance" interacties.</i> | 16 |
| 1.11 | <i>De basis QCD diagramma's die aan de oorsprong liggen van harde fotoproduktie processen. Merk op dat het hier slechts gaat om enkele diagramma's van de vele mogelijke: gekruiste processen werden niet afgebeeld evenals verschillende "volledig gluon" diagramma's bij h).</i> | 17 |
| 1.12 | <i>Het verschil tussen directe fotoproduktie (links) en "resolved" fotoproduktie (rechts).</i> | 17 |
| 1.13 | <i>In figuur (a) vindt men een beeld van wat bekomen wordt bij vrije partonen. In principe kan er geen zijdelingse impuls optreden. In figuur (b) wordt de afstraling van een gluon getoond, evenals hoe dit aanleiding kan geven tot $p_T > 0$.</i> | 18 |
| 1.14 | <i>QED Compton, gezien als directe "prompt" foton productie.</i> | 18 |
| 1.15 | <i>"Resolved" prompt foton productie d.m.v. quark-antiquark annihilatie. Een van de quarks komt van de hadronische substructuur van het proton, de andere van de structuur van het foton. De eindtoestand bestaat uit een foton en een gluon.</i> | 19 |
| 1.16 | <i>"Resolved" prompt foton productie d.m.v. een quark - gluon interactie. Het gluon kan zowel van het foton als van het proton afkomstig zijn.</i> | 19 |
| 1.17 | <i>Dit proces is gewoon een quark-antiquark (Q.E.D.) annihilatie in twee fotonen. Een van de partonen komt van het foton, de andere van het proton.</i> | 19 |
| 2.1 | <i>Overzicht van HERA.</i> | 21 |
| 2.2 | <i>Overzicht van de pre-acceleratoren die voor de injectie van protonen en electronen in HERA moeten zorgen.</i> | 21 |
| 2.3 | <i>Schets van de H1 detector.</i> | 22 |
| 2.4 | <i>Het geheel van spoormetende detectoren bij H1 (trackers). De BEMC werd ook afgebeeld.</i> | 23 |
| 2.5 | <i>Schets van de vier kamers die deel uitmaken van een (van de drie) supermodule(s).</i> | 24 |
| 2.6 | <i>Dwarsdoorsnede van de centrale tracker.</i> | 25 |
| 2.7 | <i>Technische beschrijving van de Backward Proportional Chamber.</i> | 26 |
| 2.8 | <i>De modules van de Liquid Argon Calorimeter. In (a) vindt men de geometrische opstelling van de modules en de projectieve geometrie, in (b) wordt de electromagnetische en de hadronische "dikte" van de calorimeter aanschouwelijk gemaakt.</i> | 26 |

| | | |
|------|---|----|
| 2.9 | <i>Geometrische opstelling van de BEMC stapels. Merk op dat het vrij grote stapels zijn, met een zijde van 159 mm.</i> | 28 |
| 2.10 | <i>Een doorsnede van een BEMC stapel. Bovenaan ziet men aan de zijanten de "long wavelength shifters", onderaan zijn de "short wavelength shifters" te zien.</i> | 28 |
| 2.11 | <i>Deel van de technische tekening dat duidelijk de geometrische plaatsing van de BEMC en de BPC laat zien ten opzichte van de andere componenten.</i> | 29 |
| 2.12 | <i>Overzicht van het H1 LUMI systeem. ET staat voor Electron Tagger, PD staat voor Photon Detector.</i> | 30 |
| 2.13 | <i>Overzicht van het H1 readout systeem.</i> | 31 |
| 3.1 | <i>Kinematica van het electron in het $x - Q^2$ vlak. De berekeningen werden gemaakt voor het geval van nominale electron energie, dus 30 GeV i.p.v. de huidige 26.7 GeV. De volle lijnen zijn iso-hoek lijnen, de gestippelde lijnen zijn iso-energielijnen.</i> | 34 |
| 3.2 | <i>Kinematica van de "current jet" in het $x - Q^2$ vlak. De berekeningen werden gemaakt voor het geval van nominale electron energie, dus 30 GeV i.p.v. de huidige 26.7 GeV. De volle lijnen zijn iso-hoek lijnen, de gestippelde lijnen zijn iso-energielijnen.</i> | 35 |
| 3.3 | <i>De lijnen van constante electron-energie die overeenkomen met $u=21, 23, \dots, 41$ en de lijnen van constante electron-hoek geven de vorm van de bins in het $x - Q^2$ vlak aan waar we zullen werken.</i> | 37 |
| 3.4 | <i>Monte Carlo studies hebben aangegeven in welk kinematisch domein men de werkzame doorsnede van DIS gebeurtenissen kan meten binnen de 10% systematische nauwkeurigheid. Zoals men kan vaststellen heeft elke methode zijn eigen afgebakend bruikbaarheidsdomein.</i> | 38 |
| 3.5 | <i>Domein waarin uitvoerbare metingen bij HERA (bij nominale energie) aanwezig zijn versus eerder uitgevoerde experimenten. Er is geen overlap tussen beide domeinen.</i> | 39 |
| 3.6 | <i>Overzicht van de belangrijkste experimentele resultaten voor de bepaling van F_2 bij vaste-doel experimenten.</i> | 41 |
| 3.7 | <i>Vergelijking van parametrisaties van F_2 voor de publicatie van NMC resultaten, en die resultaten zelf.</i> | 42 |
| 3.8 | <i>Enkele experimentele resultaten bij lage x waarden.</i> | 43 |
| 3.9 | <i>Enkele belangrijke parametrisaties van F_2 en de vergelijking met EMC en SLAC resultaten enerzijds (bolletjes) en NMC resultaten anderzijds (vierkantjes). De parametrisaties werden getoond voor $Q^2 = 3, 2 \text{ GeV}$, de experimentele resultaten werden getoond voor alle beschikbare waarden van Q^2.</i> | 44 |
| 3.10 | <i>Overzicht van het achterwaartse deel van de H1 detector, met de positionering van de BPC en de BEMC.</i> | 45 |
| 3.11 | <i>Vergelijking van kansdichtheden voor de energie van het verstrooide electron zoals voorspeld door de Monte Carlo generator DJANGO, voor enkele keuzes van proton structuur functies.</i> | 49 |
| 3.12 | <i>Energieverdeling van het als verstrooid electron geïdentificeerde deeltje in het DIS staal op miniDST niveau.</i> | 50 |
| 3.13 | <i>Energieverdeling van het als verstrooid electron geïdentificeerde deeltje in het DIS staal voor getagde gebeurtenissen op miniDST niveau.</i> | 51 |
| 3.14 | <i>De energieresponsfuncties voor een foton bij verschillende waarden voor de hoek θ.</i> | 54 |
| 3.15 | <i>De energieresponsfuncties voor een pion bij verschillende waarden voor de hoek θ.</i> | 55 |
| 3.16 | <i>De (binair) responsfuncties voor een BPC impact voor pionen en fotonen.</i> | 56 |
| 3.17 | <i>De efficiëntie van de electron tagger om een electron inderdaad waar te nemen bij een gegeven energie.</i> | 58 |
| 3.18 | <i>Vergelijking tussen de resultaten van een volledige simulatie en verschillende mogelijke pseudosimulaties. De driehoekjes zijn op de figuur niet zichtbaar omdat ze precies overdrukt zijn door de vierkantjes.</i> | 59 |
| 3.19 | <i>Vergelijking tussen de resultaten van een volledige simulatie en verschillende mogelijke pseudosimulaties. Ook hier is het moeilijk op de figuur de driehoekjes waar te nemen omdat ze vaak geheel of gedeeltelijk overdrukt zijn door de vierkantjes.</i> | 60 |

| | | |
|------|---|----|
| 3.20 | <i>Vergelijking tussen voorspelling en getagde gegevens. De voorspelling is afkomstig van de studie met PYTHIA als generator. Bovenaan vindt men de verdeling in θ van de impact in de BEMC, in het midden wordt de energie van de BEMC cluster weergegeven en onderaan vindt men de verdeling van de energiedepositie in de tagger weer.</i> | 62 |
| 3.21 | <i>Vergelijking tussen voorspelling en getagde gegevens. De voorspelling is afkomstig van de studie met RAYVDM als generator. Bovenaan vindt men de verdeling in θ van de impact in de BEMC, in het midden wordt de energie van de BEMC cluster weergegeven en onderaan vindt men de verdeling van de energiedepositie in de tagger weer.</i> | 63 |
| 3.22 | <i>De fractie van de fotoproduktie gebeurtenissen die door de tagger worden waargenomen versus het totale staal wordt weergegeven door het gearceerde deel van de figuur.</i> | 64 |
| 3.23 | <i>Artificieel effect veroorzaakt door de snede toegepast in de Monte Carlo generator RAYVDM. De snede bestaat erin slechts foton energieën boven de 10 GeV in beschouwing te nemen. Dit veroorzaakt een beperking van de electron energie — hier afgebeeld — tot slechts 16.7 GeV. . . .</i> | 66 |
| 3.24 | <i>Resultaten van de PYTHIA generatie.</i> | 67 |
| 3.25 | <i>Resultaten van de RAYVDM generatie.</i> | 68 |
| 3.26 | <i>Het DIS staal, voor (links) en na (rechts) de eis dat er een impact in de tagger is geweest.</i> | 70 |
| 3.27 | <i>De voorspellingen van de twee Monte Carlosimulaties van de fotoproduktieachtergrond (in aantallen gebeurtenissen per bin) door gebruik te maken van de getagde gebeurtenissen in de gegevens.</i> | 71 |
| 3.28 | <i>Fout op de voorspellingen.</i> | 72 |
| 3.29 | <i>Genormaliseerde gegevens in picobarn/(eenheid van u)(graad). Links alle gegevens, rechts die met een taggerimpact.</i> | 73 |
| 3.30 | <i>Genormaliseerde absolute voorspellingen van PYTHIA. De eenheid is: picobarn/(eenheid van u)(graad). Links de volledige voorspelling, rechts de voorspelling met taggerimpact.</i> | 74 |
| 3.31 | <i>Genormaliseerde absolute voorspellingen van RAYVDM. De eenheid is: picobarn/(eenheid van u)(graad). Links de volledige voorspelling, rechts de voorspelling met taggerimpact.</i> | 75 |
| 3.32 | <i>Uiteindelijk overzicht van de differentiele werkzame doorsnede in functie van u bekomen met PYTHIA. De bovenste grafiek toont de resultaten voor de bin $157,5^\circ - 162,5^\circ$, in het midden is de bin $162,5^\circ - 167,5^\circ$ afgebeeld, en onderaan komt de bin $167,5^\circ - 172,5^\circ$.</i> | 76 |
| 3.33 | <i>Uiteindelijk overzicht van de differentiele werkzame doorsnede in functie van u bekomen met RAYVDM. De bovenste grafiek toont de resultaten voor de bin $157,5^\circ - 162,5^\circ$, in het midden is de bin $162,5^\circ - 167,5^\circ$ afgebeeld, en onderaan komt de bin $167,5^\circ - 172,5^\circ$.</i> | 77 |

Bibliografie

- [BH91] G. Bernardi and W. Hildesheim. A detailed simulation of f_2 measurability at HERA. In *Physics at HERA*, 1991.
- [DdR90] Tony Doyle and Albert de Roeck. *RAYPHOTON manual: Simulation of photoproduction for H1*. short writeup, DESY, 1990.
- [DV92] Frederic Descamps and Claude Vallee. *Data acquisition for the H1 calorimeters*. H1 note H1 - 256, DESY, oktober 1992.
- [Els93] E. Elsen. *The H1 trigger and data acquisition system*. H1 note H1 - 262, DESY, januari 1993.
- [ES85] R. Eichler and U. Straumann. *z-chambers and z-trigger*. Technical Report, DESY, april 1985.
- [et 87a] Grassler et al . *The H1 Forward Tracker Description and Status*. H1 technical report H1 - TR205, DESY, Oktober 1987.
- [et 87b] J. Burger et al . *The Central Jet Chamber of the H1-Detector at HERA*. H1 Technical Report H1-TR200/9, DESY, Oktober 1987.
- [et 87c] S.V. Levonian et al . *Small Angle Electron Tagging for Luminosity Monitoring and low Q^2 physics*. H1 technical report H1 - TR 113, DESY, 1987.
- [et 88] Kantel et al . *Backward Proportional Chambers*. H1 note H1 - 98, DESY, november 1988.
- [et 90] V.F. Andreev et al . *The Status of LUMI system*. H1 note H1 - 142, DESY, januari 1990.
- [et 91] Brook et al . *Photoproduction generators at HERA*. In *Physics at HERA*, 1991.
- [gro92] BEMC group. *The H1 backward electromagnetic calorimeter*. H1 note H1 - 233, DESY, augustus 1992.
- [HM84] F. Halzen and A.D. Martin. *Quarks and leptons*. Ed. John Wiley and Sons, 1984.
- [Lap93a] Jean-Francois Laporte. *ELAN miniDST selection used for DIS analysis of H1 1992 DATA*. H1 note H1 - 284, DESY, April 1993.
- [Lap93b] Jean-Francois Laporte. *EPOKEPIK version 1.00/00: A package to compute Parton Distribution Functions, Structure Functions an DIS cross sections at HERA*. H1 note H1 - 280, DESY, maart 1993.
- [Lap93c] Jean-Francois Laporte. *HERAKINE version 1.00/00: a graphics package for HERA kinematic plots*. H1 note H1 - 279, DESY, maart 1993.
- [Loc92] Peter Loch. *Kalibration des H1 Flussig-Argon Kalorimeters unter Berucksichtigung der Gewichtungsmethode fur Teilchenjets*. H1 note H1 - 253, DESY, oktober 1992.
- [Mil93] A. Milsztayn. *Evidences on nucleon structure and tests of qcd by neutrino and muon scattering*. 1993. Internationale Universitatswochen fur Kern- und Teilchenphysik Schladming.

- [Plo92] H. Plochow-Besch. *PDFLIB: Structure Functions and α_s calculations. User's Manual.* long writeup W5051, CERN, 1992.
- [Sch91] G.A. Schuler. Theoretical aspects of low Q^2 physics at HERA. In *Physics at HERA*, 1991.
- [Sjo91] Torbjorn Sjostrand. PYTHIA at HERA. In *Physics at HERA*, 1991.
- [Sjo92] Torbjorn Sjostrand. *PYTHIA 5.6 and JETSET 7.3.* Long Writeup CERN-TH.6488/92, CERN, mei 1992.
- [Ste85] P. Steffen. *A spiral-jet chamber as central tracking detector for the H1 experiment at HERA.* Technical Report, DESY, 1985.
- [TZ92] T.Tymieniecka and A.F. Zarnecki. *Formulae and figurs for basic two-body QCD processes in ep Interactions.* DESY preprint 92 - 137, DESY, Oktober 1992.
- [Wii91] B.H. Wiik. HERA status. In *Physics at HERA*, 1991.

Algemeen besluit.

Met de in gebruik name van HERA in mei 1992 werd een nieuw tijdperk ingeluid voor de studie van de proton structuurfuncties d.m.v. diep inelastische electron verstrooiing. In het bijzonder is nu in principe een domein in "lage-Bjorken- x " toegankelijk waarbij x twee grootte-orde kleiner is dan mogelijk was in vroegere experimenten.

Het eerste staal DIS kandidaten (verzameld in het najaar van 1992) bestaat uit zo'n 6.600 gebeurtenissen. Er zijn sterke aanwijzingen dat meer dan de helft van dit staal uit fotoproduktie achtergrond gebeurtenissen bestaat. Deze gebeurtenissen zijn voornamelijk aanwezig in het lage- x domein, zodat het belangrijk is deze achtergrond onder controle te krijgen.

De beperkingen gesteld door computercapaciteit evenals de onzekerheid en verscheidenheid in Monte - Carlo modellen i.v.m. het fotoproduktieproces hebben ons geleid tot volgende principes bij de schatting van de achtergrond:

- Gebruik van twee Monte-Carlo generatoren, die gesteund zijn op zeer uiteenlopende fysische hypothesen.
- Een sterke vereenvoudiging van detector simulatie, reconstructie en selectie.
- De echte gegevens bij de schatting van de achtergrond betrekken door gebruik te maken van een staal van gebeurtenissen waarin het (echte) electron door de electrontagger waargenomen werd.

Bij het uitwerken van deze principes werden volgende punten aangetoond:

- De sterk vereenvoudigde simulatie geeft bevredigende resultaten: de vergelijking met een volledige simulatie toont aan dat deze aanpak betrouwbaar is gebleken.
- De twee Monte-Carlo generatoren geven zeer uiteenlopende voorspellingen. We hebben getracht aan te tonen dat deze afwijkingen inherent zijn aan de generatoren zelf en dat bijgevolg elke achtergrondschatting die deze generatoren gebruikt hiermee zal moeten rekening houden wil men tot realistische resultaten en fouten komen.
- De consensus van de studie komt neer op het volgende: indien men als aanvaardbare grens op de fotoproduktie contaminatie een maximum van 20% stelt, dan zijn de gegevens betreffende diep inelastische gebeurtenissen bruikbaar indien de energie van het verstrooide electron groter is dan 15 GeV.

We hebben aangetoond dat de voorgestelde methode principieel bruikbaar is. Ze werd niet aangewend bij de huidige analyse om verschillende redenen, waarvan de belangrijkste is dat er een te lage statistiek van getagde gebeurtenissen

beschikbaar was om de statistische fout aanvaardbaar te houden. Om de methode ook praktisch toe te passen bij een toekomstige analyse dient men haar op de volgende punten te verfijnen:

- Gezien de grootste afwijkingen inherent zijn aan Monte-Carlo generatoren, dient men na te gaan welke van de verschillende modellen de reële foto-productiegebeurtenissen het beste beschrijft.
- De vereenvoudigde simulatie moet uitgebreid worden zodat enkele meer verfijnde selectiesneden ook kunnen geïmplementeerd worden.
- Er zijn meer gegevens (statistiek) nodig.