

Vrije Universiteit Brussel
Faculteit Wetenschappen



Studie van het geladen Brout-Englert-Higgs boson aan de nieuwe LHC versneller

Jan HEYNINCK

Promotor: Prof. S. Tavernier

Begeleider: S. Lowette

Academiejaar: 2002-2003

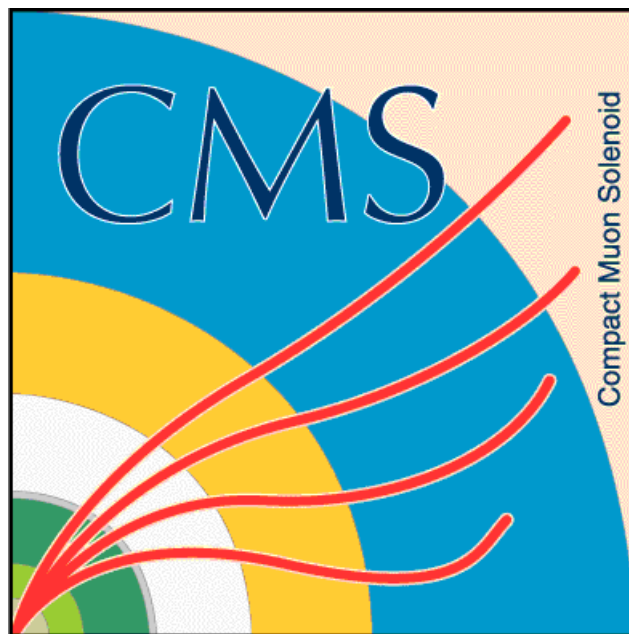
CERN-THESIS-2003-082



Eindverhandeling ingediend met het oog op het behalen van de wettelijke
graad van licentiaat in de natuurkundige wetenschappen.

Studie van het geladen Brout-Englert-Higgs boson aan de nieuwe LHC versneller

Jan HEYNINCK



Departement Natuurkunde
Vrije Universiteit Brussel
2003

Deze licentiaatsverhandeling wil ik opdragen aan mijn p  p  , die me, misschien onbewust, vele levenswijsheden heeft bijgebracht, en waarvoor ik al heel mijn leven een grootse bewondering heb...

Dankwoord

Vier jaar geleden kwam ik als jonge knaap uit het middelbaar onderwijs met de verschrikkelijke opdracht een keuze te moeten maken uit het grote aanbod wetenschappen. Met het gekende resultaat. Foute keuze, en, om geen jaar te verliezen, de gok nemen om me in het eerste jaar licentiaat natuurkunde te storten. In de eerste plaats wil ik hier mijn ouders danken voor het vertrouwen dat ze in die ‘cruciale’ jaren, en de daarop volgende jaren, in me hebben gesteld.

Toch heb ik geen spijt van mijn afgelegde weg. Elk jaar werd ik meer overtuigd dat mijn interesse wel degelijk uitging naar de puurheid en het mysterieuze van de natuurkunde. Al snel wist ik dat mijn keuze voor de afstudeerrichting minder moeilijk ging worden. En, indien de overtuiging er nog niet volledig was, dan zal mijn zomerstage aan het CERN wel de laatste twijfel hebben weggenomen over het feit dat elementaire deeltjes was wat me aansprak. Voor deze fantastische ervaring, en de vrijgemaakte tijd voor het nalezen en verbeteren van dit eindwerk, wil ik Prof. Dr. S. Tavernier oprecht danken.

En dan zijn er nog twee personen die ik zeer veel ‘mercikes’ verschuldigd ben. Twee mensen die me vol geduld en toewijding door dit toch wel zware jaar wisten te leiden. Steven, bedankt. Dank voor de talrijke uren van begeleiding, discussie, verbetering van mijn ‘op zijn Jan’s’ geschreven teksten, ... Ik vond het een zeer leuke samenwerking en hoop die in de toekomst nog verder te kunnen zetten.

Last but absolutely not least, wil ik mijn schatje danken. Ik weet dat het traditiegetrouw zo hoort om in je dankwoord je vriendin te vermelden. Toch, schatje, wil ik je met heel mijn hart danken voor de vele steun en begrip dat je dit jaar aan boord hebt gelegd. Ik weet dat dit niet evident is, en apprecieer dit dan ook enorm...

Inleiding

Het Inter-universitair Instituut voor Hoge Energieën (IIHE) werd opgericht in 1972 op initiatief van zowel de VUB als de ULB. Zijn grootste onderzoeksterrein vormt de fysica van de elementaire deeltjes. Een belangrijke contributie dezer dagen gaat uit naar het CMS-experiment aan de LHC-versneller, die momenteel in opbouw is aan het CERN te Genève. Het CMS-experiment omvat hoofdzakelijk een studie van het mechanisme van spontane symmetriebreking in elektrozwakke interacties, alsook een zoektocht naar fysica ‘beyond the standard model’. Het is in deze laatste doelstelling dat de opdracht voor deze licentiaatsverhandeling, een studie van het ‘geladen Brout-Englert-Higgs (BEH) boson in het MSSM’, thuishoort.

We zullen starten met een vrij bondige theoretische achtergrond, waarin we willen toelichten in welk kader dit deeltje voorspeld wordt. Hierbij zullen we vertrekken van het Standaard Model (SM). Dit model is in staat om zeer precies de fysica te beschrijven van de elementaire deeltjes en hun onderlinge wisselwerkingen, dit tot een energieschaal van ~ 100 GeV. Toch vertoont ook dit model een aantal gebreken, wat voor vele fysici de aanleiding gaf om op zoek te gaan naar uitbreidingen van het standaard model die wel het hoofd bieden aan deze problemen.

Een zeer aantrekkelijke uitbreiding vormen de SuperSYmmetrische (SUSY) theorieën. We zullen er in dit eindwerk vanuit gaan dat de natuur inderdaad heeft gekozen voor supersymmetrie. Een gevolg hiervan zou zijn dat we in plaats van één BEH-boson zoals voorspeld in het Standaard Model, vijf BEH-bosonen moeten verwachten, waarvan er twee elektrisch geladen zijn. In tegenstelling tot de neutrale bosonen, zal het aantreffen van deze geladen H^\pm -bosonen een sterke aanwijzing zijn voor de aanwezigheid van supersymmetrie, daar geen verwarring mogelijk is met het SM BEH-boson. Vandaar het grote nut van een zoektocht naar het bestaan van deze deeltjes.

Nu zal zo'n zoektocht het uiterste eisen van onze hedendaagse technologische mogelijkheden. Voor de ontwikkeling van de CMS detector ging en gaat men nog steeds uit van de eisen die tal van gesimuleerde analyses leggen op de detector-opbouw en het triggersysteem. Het zal bijgevolg zeer belangrijk zijn om reeds op voorhand een goed beeld te hebben van alle mogelijke fysica die kan optreden in de detector, dit voor de ontwikkeling van betrouwbare simulatieprogramma's. In het tweede hoofdstuk zullen we de doelstellingen en bouw van het LHC-project en de CMS-detector toelichten, terwijl we een derde hoofdstuk zullen wijden aan een overzicht van de belangrijkste productie- en vervalmoden van het geladen BEH-boson, alsook de gebruikte simulatieprogramma's inleiden. Als slot zullen we in dit hoofdstuk de productie van de geladen BEH-gebeurtenissen beschrijven.

Eens zover gekomen, kunnen we met de nodige achtergrondkennis de mogelijkheid bestuderen om het geladen BEH-boson te detecteren via zijn volledig hadronisch vervalkanaal, $tH^\pm \rightarrow ttb \rightarrow bbbW^\pm W^\pm \rightarrow bbbjjjj$ ¹, waarbij j staat voor een van een b -jet verschillende quark-jet. We hebben hierbij getracht een duidelijk beeld te geven van de gevolgde strategie bij de BEH-reconstructie, en zo goed mogelijk de efficiënties toe te lichten van de verschillende toegepaste selectie- en reconstructiecriteria. Zoals we zullen zien zal het geen eenvoudige opdracht zijn om een volledig hadronische eindtoestand te onderscheiden van de talrijke QCD-achtergrondprocessen aan een proton-protonversneller. Ook zal het overblijvend aantal reconstrueerbare BEH-gebeurtenissen sterk afhankelijk zijn van de SUSY-parameters, en van de behaalde efficiënties van de (b -)jetfinding algoritmes.

Toch willen we er op wijzen dat de in deze licentiaatsverhandeling uitgevoerde analyse enkel als doel heeft een idee te verkrijgen van de haalbaarheid van de detectie van het geladen BEH-boson via zijn volledig hadronisch vervalkanaal, alsook een geargumenteed beeld te vormen van de meest beperkende stappen in de reconstructie. Een meer nauwkeurige analyse is voorlopig uitgesloten door de vele onzekerheden in de theoretische voorspellingen van de onderliggende fysica.

¹In deze licentiaatsverhandeling hebben in vele reacties geen onderscheid gemaakt tussen deeltjes en anti-deeltjes. Welke deeltjes concreet met elkaar zullen interageren, kan men met het behoud van lading nagaan. Wanneer hiervoor meerdere mogelijkheden zijn, zal de vermelde reactie terugslaan op al deze mogelijkheden.

Inhoudsopgave

Inleiding	iii
1 Theoretische achtergrond	1
1.1 Het Standaard Model	2
1.1.1 Inleiding	2
1.1.2 Elektrozwakke theorie	3
1.1.3 Kwantum chromodynamica	7
1.1.4 Spontane Symmetriebreking in het Standaard Model Het Brout-Englert-Higgs Mechanisme	8
1.1.5 Samenvatting	12
1.2 Supersymmetrie als uitbreiding van het Standaard Model	14
1.2.1 Waarom een uitbreiding?	14
1.2.2 Wat is Supersymmetrie?	16
1.2.3 Het Minimaal Supersymmetrisch Standaard Model (MSSM)	18
1.2.4 Motivaties voor SUSY in de deeltjes fysica	20
1.2.5 Breking van SUSY	23
1.2.6 De extensie van de BEH-sector	24
1.2.7 Conclusie	27
2 Beschrijving van de Compact Muon Solenoid aan de Large Hadron Collider	28
2.1 Het Large Hadron Collider project	29
2.1.1 Schets van de Large Hadron Collider	29
2.1.2 Fenomenologie van proton-proton botsingen	32
2.1.3 Experimentele uitdagingen voor experimenten aan de LHC	35
2.1.4 Korte schets van het fysica programma aan de LHC	38

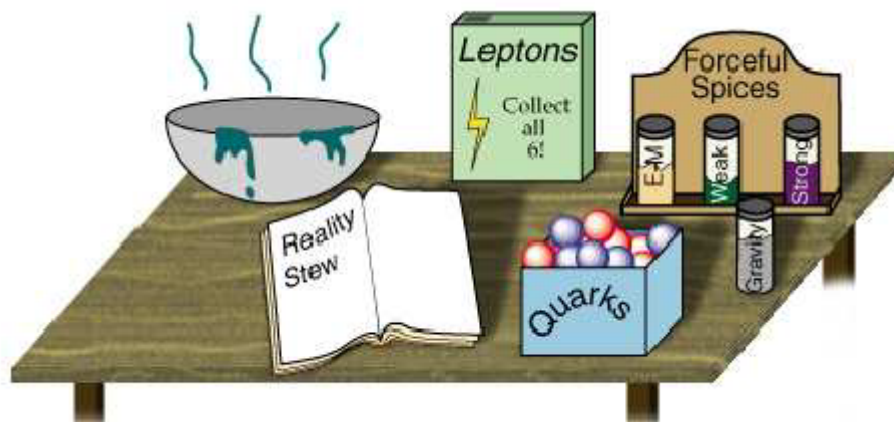
2.2	Het CMS experiment	42
2.2.1	De Compact Muon Solenoid: een eerste kennismaking	42
2.2.2	Het tracking system	44
2.2.3	De elektromagnetische calorimeter	46
2.2.4	De hadronische calorimeter	47
2.2.5	De muonkamers	47
2.3	Het triggersysteem voor de CMS detector	52
2.3.1	Overzicht	52
2.3.2	Level-1 Trigger	53
2.3.3	High-Level Trigger	55
3	Voorkomen en Simulatie van de reactie $gb \rightarrow tH^\pm$ met $H^\pm \rightarrow tb$ en van de corresponderende achtergrond	57
3.1	Productie- en vervalkanalen voor het geladen BEH-boson	58
3.1.1	Belangrijkste productiekanalen	58
3.1.2	Verval van het geladen BEH-boson	60
3.1.3	Belangrijkste achtergrondkanalen	61
3.2	Generatie van gesimuleerde gegevens	63
3.2.1	Inleiding	63
3.2.2	De PYTHIA event generator	63
3.2.3	CMSJET: Beschrijving van de detector respons	64
3.3	Generatie en preselectie van onze data	68
3.3.1	Belangrijkste PYTHIA instellingen	68
3.3.2	Belangrijkste CMSJET instellingen	69
3.3.3	Bepaling van het aantal te generen signaal- en achtergrondgebeurtenissen	70
3.3.4	Informatie binnen een gegenereerde gebeurtenis	72
4	Zoektocht naar het geladen BEH-boson in het vervalkanaal $tH^\pm \rightarrow t\bar{t}b \rightarrow bbbW^\pm W^\pm \rightarrow bbbjjjj$ uitgaande van gesimuleerde gegevens	74
4.1	Signaal selectie en achtergrond reductie	76
4.1.1	Triggersneden	76
4.1.2	Signaalsneden	77
4.1.3	Combinatie van trigger- en signaalselectie	80
4.2	Reconstructie en analyse van het vervalkanaal en zijn achtergrond	82
4.2.1	Reconstructie strategie	82

4.2.2	Aantal reconstrueerbare gebeurtenissen en hun verdeling over de verschillende types oplossingen	89
4.2.3	Gereconstrueerde massaverdelingen	91
4.2.4	Bepaling van de significantieniveau's	95
5	Conclusies	98
5.1	Bespreking van de resultaten	99
5.2	Mogelijke verbeteringen	101
5.3	Enkele bemerkingen omtrent de generatie van gegevens	103
	Nawoord	104
	Bibliografie	105

Hoofdstuk 1

Theoretische achtergrond

1.1 Het Standaard Model



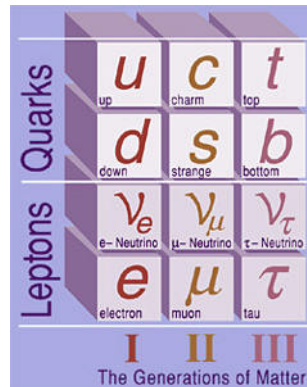
1.1.1 Inleiding

Het Standaard Model (SM) [1] is de combinatie van twee theorieën van de deeltjesfysica in één enkel framework, en geeft een beschrijving van de subatomaire deeltjes en hun onderlinge interacties. De twee componenten zijn de elektrozwakke theorie, die de elektromagnetische en zwakke kracht beschrijft, en de kwantum chromodynamica (QCD), die de sterke kernkracht voor zijn rekening neemt. Men is er echter niet in geslaagd om ook de gravitatie op te nemen in dit framework.

Beide theorieën zijn ijkveld theorieën, die de interacties tussen deeltjes beschrijven in termen van een uitwisseling van een intermediair ‘messenger’ deeltje, een zogenaamd spin-1 ijkboson.

Samen met deze kracht-dragende deeltjes, bevat het Standaard Model nog twee families van subatomaire spin- $\frac{1}{2}$ fermionen, die de rol van materie op zich zullen nemen. Men onderscheidt de quarks en de leptonen. Quarks interageren onder alle vier de wisselwerkingen, terwijl leptonen de sterke kernkracht aan zich voorbij laten gaan. De neutrino’s, de ongeladen leptonen, interageren uitsluitend via de zwakke en gravitationele kracht. Deze quarks en leptonen komen elk voor in 6 variëteiten¹, geordend in drie generaties met toenemende massa. Elke generatie bevat een lepton en zijn geassocieerd neutrino, en een up-en down-type quark (zie figuur 1.1). De ons omringende materie is opgebouwd uit elementen van de lichtste generatie: de up en down quarks die protonen en neutronen vormen binnen de atoomkern, en het elektron, dat in het potentiaalveld rond de kern beweegt en waarvan de onderlinge interacties instaan voor de chemische binding. Tot slot bezit deze lichtste generatie

¹Voor de quarks worden deze 6 variëteiten ook ‘smaken’ genoemd.



Figuur 1.1: De drie generaties leptonen en quarks binnen het SM

nog een elektron-neutrino, dat een rol speelt bij radioactiviteit en bijgevolg in de stabiliteit van de materie. De zwaardere generaties van quarks en leptonen heeft men ontdekt bij de studie van hoog-energetische deeltjesinteracties, zowel opgewekt in deeltjesversnellers als gedetecteerd bij reacties van natuurlijke kosmische straling met materie.

Helaas bestaat er binnen deze theoriën geen enkele manier om de deeltjes van massa te voorzien, een eis die voor de leptonen, quarks en zwakke ijkbosonen noodzakelijk is om overeen te komen met de observaties. Een theoretische oplossing tot dit probleem werd onafhankelijk voorgesteld door F. Englert en R. Brout [2], en door P. Higgs [3, 4] in 1964. Hun ingevoerd mechanisme zal resulteren in de voorspelling van een extra fysisch boson: het Brout-Englert-Higgs boson, dat tot op heden nog niet is waargenomen. In subsectie 1.1.4 zullen we uitgebreid terugkomen op dit mechanisme.

We zullen nu eerst een beknopte theoretische beschrijving geven van de twee reeds vernoemde theorieën in het standaard model: de elektrozwakke theorie en de kwantum chromodynamica.

1.1.2 Elektrozwakke theorie

Zoals reeds vermeld zullen zowel de elektrozwakke als de kwantumchromodynamica ijkveld theorieën zijn, gebaseerd op een globale en lokale ijkvariantie. Om een feeling te verkrijgen met deze begrippen, zullen we de kwantumelektrodynamica (QED) als voorbeeld nemen. Deze theorie werd ontwikkeld in de late jaren '20, voor

een groot deel als reactie op het bekende artikel van Dirac over de kwantisatie van het elektromagnetisch veld [5]. QED beschrijft de elektromagnetische interacties onder materiedeeltjes in een veldentheorie.

Ijkinvariantie in de Kwantumelektrodynamica

Het idee van globale ijkinvariantie in een relativistische veldentheorie is zeer vergelijkbaar met een eigenschap van de vectorpotentiaal in de klassieke elektrodynamica van Maxwell, volgens dewelke we bij de vectorpotentiaal steeds een willekeurige gradiënt van een scalair veld mogen optellen zonder dat de fysische velden worden beïnvloed. Analooq zal in QED de vrije-deeltjes Lagrangiaan invariant zijn onder U(1) rotaties van de veldoperatoren.

Nu volgt uit het Theorema van Noether dat elke globale symmetrie voor een systeem aanleiding geeft tot een behouden grootheid. Voor QED zal de globale U(1) symmetrie² leiden tot een behoud van de elektrische lading.

De vrije QED Lagrangiaan wordt gegeven door:

$$\mathcal{L} = i\bar{\psi}\gamma^\mu\partial_\mu\psi + \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}$$

waarbij

$$\begin{aligned}\partial_\mu &\equiv \frac{\partial}{\partial x^\mu}, \\ \gamma_\mu &\equiv \text{de } \gamma\text{-matrices}, \\ F_{\mu\nu} &\equiv \partial_\nu A_\mu - \partial_\mu A_\nu \text{ de veldsterkte tensor},\end{aligned}$$

en

$$A_\mu \equiv \text{de foton veldoperator is.}$$

Hierin stelt de eerste term het vrij fermionveld voor, en de tweede term het vrije fotonveld. Voor een lokale ijkinvariantie zal deze QED Lagrangiaan onveranderd moeten blijven bij een positie-afhankelijke U(1) rotatie:

$$\psi(x) \rightarrow \psi'(x) \equiv e^{i\alpha(x)}\psi(x),$$

waarbij $\alpha(x)$ de fase-rotatie voorstelt in coördinaat x . Daar de vrije Lagrangiaan een afgeleide bevat, zal deze niet invariant zijn onder bovenstaande transformatie. Nu kan men de invariantie herstellen door de vorm van de afgeleide in de Lagrangiaan te wijzigen:

² $\psi(x) \rightarrow \psi'(x) \equiv e^{i\alpha}\psi(x)$, met α constant

$$\partial_\mu \psi(x) \rightarrow \mathcal{D}_\mu \psi(x) \equiv [\partial_\mu + ieA_\mu] \psi(x)$$

waarbij \mathcal{D}_μ gedefinieerd wordt als de covariante afgeleide en e de elektrische lading is. Voorts zal de veldoperator op volgende wijze transformeren onder lokale ijktransformaties:

$$A_\mu \rightarrow A'_\mu \equiv A_\mu - \frac{1}{e} \partial_\mu \alpha(x)$$

Wanneer men de covariante afgeleide nu substitueert in de vrije Lagrangiaan, zal de resulterende extra term niets minder zijn dan de QED interactieterm:

$$\mathcal{L}_I = A_\mu J^\mu$$

waarbij $J^\mu = -e\bar{\psi}\gamma^\mu\psi$. De vorm van deze interactieterm volgt dus dadelijk uit de eis van lokale ijk-invariantie. Concreet zal de elektromagnetische kracht te wijten zijn aan de uitwisseling van een ijkboson, het foton.

We kunnen deze strategie nu toepassen voor andere Lie-groepen dan de U(1)-rotaties, om zo de vereiste interactietermen en ijkbosonen te vinden voor de andere krachten.

De elektrozwakke unificatie

Het was Glashow die in 1961 voor het eerst naar voor kwam met een ijktheorie die de elektromagnetische en zwakke kracht combineert [6]. De uiteindelijke elektrozwakke theorie werd in 1967 ontwikkeld door Salam [7] en Weinberg [8], onafhankelijk van elkaar. De Glashow-Salam-Weinberg (GSW) theorie baseert zich op een $SU(2)_L \times U(1)$ symmetriegroep, waarbij het subscript L aanduidt dat de zwakke kracht enkel op deeltjes met een linkshandige heliceiteit zal inwerken (of op anti-deeltjes met een rechthandige heliceiteit). Deze vereiste komt rechtstreeks uit het experiment.

De volgende covariante afgeleide zal voor deze $SU(2)_L \times U(1)$ symmetrie een lokale ijk-invariantie verzekeren:

$$\mathcal{D}_\mu = \partial_\mu + ig\sigma_a W_\mu^a + i\frac{g'}{2}Y B_\mu,$$

waarbij σ_a de 2x2 Pauli spinmatrices zijn, W_μ^a naar het SU(2) ijkveldentriplet³ W_μ^1 , W_μ^2 en W_μ^3 verwijst, B_μ correspondeert met het ijkveld van de U(1) symmetrie, g en g' de koppelingsconstanten zijn, en Y de zwakke hyperlading is.

Wanneer men zich op de neutrale stroomprocessen concentreert, zal men merken

³Algemeen heeft een SU(N) groep N^2-1 vrijheidsgraden. Voor $N=2$ worden dit er dus 3.

dat het onmogelijk is om het B_μ -veld of het W_μ^3 -veld rechtstreeks te linken aan het fotonveld A_μ . Het waren Salam en Weinberg die op het idee kwamen om voor het fotonveld een lineaire superpositie te nemen van deze twee velden. Dit komt neer op een rotatie van het B_μ - en het W_μ^3 -veld in het vlak over een hoek θ_W , de Weinberg menghoek:

$$\begin{pmatrix} Z_\mu \\ A_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_W & -\sin \theta_W \\ \sin \theta_W & \cos \theta_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_\mu^3 \\ B_\mu \end{pmatrix}.$$

De zo ingevoerde Weinberg hoek θ_W legt de verhouding vast tussen de sterkte van de zwakke en elektromagnetische kracht: $\tan \theta_W = g'/g$.

Z_μ correspondeert met het massieve, neutrale Z^0 -bosonveld, terwijl men $W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 \mp iW_\mu^2)$ definieert als de twee massieve, geladen W^\pm -bosonvelden. In de zwakke wisselwerking worden dus 3 massieve ijkbosonen uitgewisseld, die zowel zullen leiden tot neutrale (Z^0), als geladen (W^\pm) stromen.

Invariantie onder een globale SU(2) symmetrie zal tot een behoud van de ‘zwakke isospin I’ leiden. Alle linkshandige fermionen zijn gegroepeerd in zwakke isospin doubletten⁴:

$$\psi = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix}_L.$$

De deeltjes met een rechthandige heliceiteit vormen zwakke isospin singletten, en zullen bijgevolg niet deelnemen aan zwakke interacties.

De globale U(1) ijksymmetrie zal een behoud van de ‘zwakke hyperlading Y’ als gevolg hebben. Als gevolg van de Weinberg menghoek, zal men de elektrische lading Q kunnen relateren aan deze zwakke hyperlading en aan de derde component van de zwakke isospin:

$$Q = I_3 + \frac{Y}{2}.$$

In tegenstelling met de elektrisch neutrale fotonen, bezitten de zwakke ijkbosonen zwakke isospin. Als gevolg zullen de W_μ^\pm en Z_μ ijkvelden met elkaar interageren. Dit zal resulteren in een veel kortere dracht van de zwakke wisselwerking, vergeleken met de elektromagnetische wisselwerking.

⁴De accenten bij de down-type quarks wijzen op een generatie mix, waar we in de volgende paragraaf op zullen terugkomen.

1.1.3 **Kwantum chromodynamica**

Na de successen van de lokale ijktheorieën voor de elektromagnetische en zwakke kracht, wou men deze techniek graag toepassen op de sterke kernkracht. De hedendaagse theorie voor de sterke interacties, de kwantum chromodynamica (QCD), baseert zich dan ook op een $SU(3)$ symmetriegroep. Uit geobserveerde hadronenspectroscopie⁵ had men reeds waargenomen dat er voor elke quark drie verschillende variëteiten moesten bestaan: drie ‘kleuren’ (vandaar ‘chromo’ in de naam van de theorie). Aangezien leptonen geen kleurlading bezitten, zullen enkel quarks sterk interageren.

Net zoals in de vorige sectie, zal de eis van lokale ijkinvariantie nu $N^2-1=8$ ijkbosonen in het leven roepen: de gluonen, die massaloos zijn en een kleurlading bezitten. Door deze kleurlading zullen de gluonen zowel met quarks als met andere gluonen koppelen. Een zeer belangrijk gevolg, is het feit dat alle fysisch waarneembare deeltjes kleurneutraal moeten zijn. Inderdaad, door de kleurlading zal de kracht tussen twee quarks toenemen met de bindingsafstand tussen de quarks. De quarks kunnen van elkaar weg bewegen tot er zoveel energie in het kleurveld gebonden zit dat de productie van een quark, anti-quark paar mogelijk wordt. Globaal verkrijgt men dus de vorming van een extra hadron. Zo blijkt dat het onmogelijk is om quarks af te zonderen. Dit fenomeen staat bekend onder de naam ‘quark confinement’. De maximale bindingsafstand tussen de quarks is van de orde van 1 fm. Men onderscheidt nu twee groepen van kleurneutrale hadronen. Enerzijds heeft men de mesonen, die opgebouwd zijn uit een quark-antiquark (dus kleur-antikleur)-paar. Anderzijds onderscheidt men de baryonen, bestaande uit drie quarks (anti-quarks), één van elke kleur (anti-kleur)⁶.

Een andere belangrijke eigenschap van de gluon-gluonkoppelingen is de sterke ‘running’ koppelingsconstante, wat wil zeggen dat hun koppelingssterkte sterk afhangt van de impulstransfer Q^2 bij de wisselwerking. Bij een lage impulsoverdracht zal de koppelingsconstante zeer groot zijn, en dus de kracht zeer sterk. Wanneer Q^2 toeneemt zal de koppelingssterkte continu afnemen, wat gekend staat als ‘asymptotische vrijheid’, omdat de quarks en gluonen zich bij voldoende hoge impulstransfer zullen gedragen als vrije deeltjes. Een resultaat van dit fenomeen is, dat we pas de perturbatietheorie kunnen doorvoeren vanaf een voldoende kleine waarde voor

⁵Hadronen zijn gebonden quarktoestanden.

⁶Als kleuren heeft men voor de hoofdkleuren Rood, Groen en Blauw gekozen. Combinatie van deze drie kleuren geeft wit \rightarrow kleurneutraal.

de koppingsconstante, dus een voldoende hoge Q^2 . Voor lage Q^2 -interacties moet men zich behelpen met fenomenologische modellen.

Tot slot willen we nog een verklaring geven voor de menging onder de generaties bij de quarks. Men nam inderdaad experimenteel waar dat quarks, in tegenstelling tot leptonen, van generatie kunnen wisselen in zwakke wisselwerkingen. Men kan dit verklaren door aan te nemen dat de massa eigentoestanden verschillen van de elektrozwakke eigentoestanden. De ‘mixing’ is geparametriseerd door de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) matrix [9]. Deze 3x3 unitaire matrix V_{ij} legt de massa eigentoestanden vast als een superpositie van de elektrozwakke eigentoestanden. Men definieerde deze matrix voor de down-type quarks:

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \simeq \begin{pmatrix} 0,97 & 0,2 & 10^{-3}-10^{-2} \\ 0,2 & 0,97 & 0,04 \\ 10^{-3}-10^{-2} & 0,04 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}$$

Zoals vermeld is deze matrix een element van een U(3)-groep, en bezit bijgevolg $N^2=9$ vrijheidsgraden: 3 rotatiehoeken en 6 fasen. Door de faseverschillen voor de 6 quarks juist te regelen (5 verschillen tussen fasen), houden we nog één fase over. Het zal deze fase zijn die verantwoordelijk is voor CP breking⁷. Dit kwam echter niet als verrassing. Men had reeds waargenomen dat een vervalkanaal van de K^0 en \bar{K}^0 mesonen CP brekend is. Deze schending kan volledig worden toegeschreven aan de CP brekende fase afkomstig van de CKM matrix.

1.1.4 Spontane Symmetriebreking in het Standaard Model Het Brout-Englert-Higgs Mechanisme

In de vorige secties hebben we aangetoond hoe men een ijk-invariante, renormeerbare⁸ theorie van de elektrozwakke en sterke wisselwerking bekwam. Een grote tekortkoming nochtans, is het feit dat we hiertoe al de fermion en boson massa’s nul moeten stellen. Het ad hoc toevoegen van massatermen in de Lagrangiaan blijkt de ijk-invariantie en de renormeerbaarheid op te offeren. Zo zien we dat voor een mogelijke massaterm voor het elektron geldt:

⁷Dit betekent dat de Lagrangiaan niet langer invariant is na inwerking van opeenvolgend de ladingstoevoegingsoperator en de pariteitsoperator (of omgekeerd).

⁸Een theorie wordt renormeerbaar genoemd, als zijn voorspellingen in termen van een eindig aantal parameters (bv. massa’s en koppingskonstantes) eindig blijven wanneer alle cut-off’s zijn weggenomen [10].

$$-m_e \bar{\psi}_e(x) \psi_e(x) = -m_e \bar{\psi}_e [P_R + P_L](x) \psi_e(x) = -m_e [\bar{\psi}_e^L(x) \psi_e^R(x) + \bar{\psi}_e^R(x) \psi_e^L(x)],$$

waarbij P_R en P_L de heliceitsprojectie-operatoren zijn.

Voor een $U(1)_Y$ -rotatie over een hoek β zal

$$\begin{aligned} \bar{\psi}_e^L(x) &\rightarrow \bar{\psi}_e^{L'}(x) = e^{-i\beta Y_L} \bar{\psi}_e^L(x) & \psi_e^L(x) &\rightarrow \psi_e^{L'}(x) = e^{i\beta Y_L} \psi_e^L(x) \\ \bar{\psi}_e^R(x) &\rightarrow \bar{\psi}_e^{R'}(x) = e^{-i\beta Y_R} \bar{\psi}_e^R(x) & \psi_e^R(x) &\rightarrow \psi_e^{R'}(x) = e^{i\beta Y_R} \psi_e^R(x) \end{aligned}$$

Na substitutie van bovenstaande formules in de massaterm, wordt deze

$$\begin{aligned} &m_e [\bar{\psi}_e^{L'}(x) \psi_e^{R'}(x) + \bar{\psi}_e^{R'}(x) \psi_e^{L'}(x)] \\ &= m_e [e^{i\beta(Y_R - Y_L)} \bar{\psi}_e^L(x) \psi_e^R(x) + e^{i\beta(Y_L - Y_R)} \bar{\psi}_e^R(x) \psi_e^L(x)] \\ &\neq m_e [\bar{\psi}_e^L(x) \psi_e^R(x) + \bar{\psi}_e^R(x) \psi_e^L(x)] \quad \text{want } Y_L \neq Y_R \end{aligned}$$

We zien dus dat een globale $U(1)_Y$ fase transformatie de invariantie reeds breekt, dit omdat ψ_e^L en ψ_e^R met een verschillende hyperlading transformeren onder $U(1)_Y$. Indien we bijgevolg de $SU(3) \times SU(2)_L \times U(1)$ ijsymmetrie willen behouden, zijn we genoodzaakt om de massa gelijk aan nul te stellen.

Natuurlijk strookt dit totaal niet met de werkelijkheid. Buiten de fotonen en de gluonen, zijn alle fermionen en ijkbosonen binnen het SM wel degelijk massief. We zullen dus een mechanisme moeten invoeren dat enerzijds de Lagrangiaan ijk invariant en renormeerbaar houdt, en anderzijds aan onze deeltjes de gewenste massa's kan geven. De oplossing van dit probleem staat gekend als het Brout-Englert-Higgs (BEH) mechanisme, en is gebaseerd op het principe van spontane symmetriebreking.

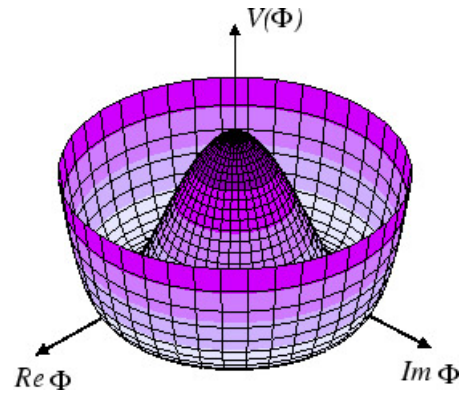
Het mechanisme

In het BEH-mechanisme zal men een fundamenteel, zwak isospin $SU(2)_L$ doublet (geen $SU(3)$ want gluonen zijn massaloos) toevoegen aan de Lagrangiaan van het SM. Dit doublet is opgebouwd uit complexe velden met zwakke hyperlading $Y=1$:

$$\Phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}$$

Toevoeging van zulke scalaire velden laat de Lagrangiaan ijk invariant. De meest algemene, renormeerbare en $SU(2)_L \times U(1)_Y$ invariante Lagrangiaan die toegestaan is voor de ijkbosonen en een scalair veld, wordt gegeven door:

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4} W_{\mu\nu}^i W^{\mu\nu i} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} + (\mathcal{D}_\mu \Phi)^\dagger (\mathcal{D}^\mu \Phi) - V(\Phi)$$



Figuur 1.2: ‘Sombbrero’ vorm van de BEH-potentiaal

waarbij de eerste twee termen de vrije bosonvelden voorstellen, met

$$\begin{aligned} W_{\mu\nu}^i &= \partial_\nu W_\mu^i - \partial_\mu W_\nu^i + g\epsilon^{ijk}W_{\mu,j}W_{\nu,k}, \\ B_{\mu\nu} &= \partial_\nu B_\mu - \partial_\mu B_\nu, \\ \mathcal{D}_\mu &= \partial_\mu + \frac{1}{2}ig\sigma^j W_\mu^j + \frac{1}{2}ig'Y B_\mu, \end{aligned}$$

en

$$V(\Phi) = \mu^2 |\Phi^\dagger\Phi| + \lambda |\Phi^\dagger\Phi|^2.$$

waarbij μ^2 en λ constanten zijn.

Voor $\lambda > 0$ en $\mu^2 < 0$, zal de grondtoestand van de potentiaal van nul verschillend zijn, en gegeven worden door $|\Phi^\dagger\Phi| = -\mu^2/2\lambda \equiv v^2$ (zie figuur 1.2). Het zo geconstrueerde scalaire veld zorgt dus voor een van nul verschillende vacuum verwachtingswaarde (v.e.v. → Eng. Vacuum Expectation Value), die bovendien ont-aard is. Het is deze laatste eigenschap die ons toelaat een specifieke ‘richting’ in de BEH-doublet faseruimte te kiezen als dé grondtoestand. Gewoonlijk neemt men:

$$\langle\Phi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}$$

Een willekeurig BEH-veld $\Phi(x)$ kan in eerste orde geschreven worden in termen van zijn afwijkingen rond het vacuum veld $\langle\Phi\rangle$. Met $\eta_i(x)$ en $\sigma(x)$ reële velden, wordt dit:

$$\Phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \eta_1(x) + i\eta_2(x) \\ v + \sigma(x) + \eta_3(x) \end{pmatrix}$$

Deze isospinor kan met de $SU(2)_L \times U(1)_Y$ symmetrie getransformeerd worden in

$$\Phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + \sigma(x) \end{pmatrix}$$

Deze specifieke keuze waarbij al de η_i -velden (corresponderend met de niet-fysische Goldstone bosonen) weg getransformeerd worden, noemt men de ‘unitaire ijk’. Op deze manier kan men de globale $SU(3) \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ symmetrie van het SM ‘spontaan’ breken naar een $SU(3) \times U(1)_{EM}$ symmetrie, terwijl de theorie renormeerbaar en unitair blijft. Aangezien de $U(1)_{EM}$ symmetrie niet gebroken wordt, zal het door deze transformatie opgewekte ijkboson, het foton, massaloos blijven. Concreet zullen de drie vrijheidsgraden van de η -velden gebruikt worden om aan elk lid van het zwakke isospin triplet een longitudinale polarisatiecomponent te geven; anders gesteld: de W^\pm en Z bosonen worden massief.

De overblijvende vrijheidsgraad staat in voor de creatie van een massief, neutraal scalair deeltje, het BEH-boson H^0 . In plaats van de twee vrije parameters λ en μ^2 in $V(\Phi)$, kunnen we nu deze v.e.v. en de BEH-massa als twee nieuwe vrije parameters beschouwen, want:

$$v^2 = -\frac{\mu^2}{2\lambda}, \quad M_{H^0}^2 = 2v^2\lambda.$$

Uit de vervalsnelheid van de muonen, $\Gamma(\mu \rightarrow \nu_\mu e \bar{\nu}_e)$, heeft men afgeleid dat $v^2 = (\sqrt{2}G_F)^{-1} = (246 \text{ GeV})^2$. De BEH massa is dus de enige overblijvende ongekende parameter.

Door de invoering van covariante afgeleiden in de $(\mathcal{D}_\mu \Phi)^\dagger (\mathcal{D}^\mu \Phi)$ -term van de Lagrangiaan, hebben we de ijkbosonen massief kunnen maken. De fermionen zullen we nu van massa voorzien door de zogenaamde Yukawa koppelingen tussen het BEH-veld en de up (u)- en down (d)-type fermionvelden:

$$\mathcal{L}_{Yuk} = -\lambda_d \bar{Q}_L d_R \Phi - \lambda_u \bar{Q}_L u_R \Phi^c + \textit{hermitisch toegevoegde}$$

met $\Phi^c \equiv i\sigma_2 \Phi^*$, de ladingtoegevoegde van Φ , en $\bar{Q}_L \equiv (\bar{u}_L \bar{d}_L)$. De neutrino’s blijven in het SM massaloos.

Wanneer we nu overstappen op de unitaire ijk, verkrijgen we massatermen voor de fermionen met een Yukawa koppelingssterkte

$$\lambda_f = \frac{m_f}{v} = \frac{m_f g}{2m_{W^\pm}}$$

De BEH-koppeling tot de W^\pm -(Z^0 -) bosonen heeft een koppelingsconstante $\frac{g^2 v}{2}$ ($\frac{g^2 v}{2 \cos^2 \theta_W}$).

Deze koppelingen zijn nog eens grafisch voorgesteld in figuur 1.3.



Figuur 1.3: Koppelingen van het BEH-boson H^0 met een massief ijkboson V (links) en een fermion f (rechts)

1.1.5 Samenvatting

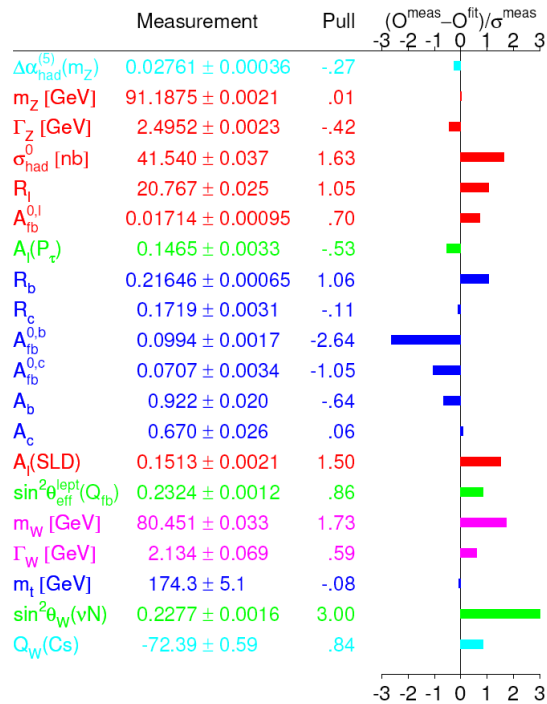
De uiteindelijke deeltjesinhoud van het Standaard Model wordt getoond in tabel 1.1. Om de interacties van deze deeltjes te beschrijven, zijn we via de principes van globale en lokale ijk-invariantie, en de invoering van de spontane symmetriebreking gekomen tot een model dat zeer precies overeenkomt met het experiment. In figuur 1.4 kunnen we zien dat geen enkele gemeten SM-parameter verschilt van zijn theoretisch voorspelde waarde met een pull⁹ groter dan 3.

Waarom wensen we dan toch een uitbreiding te vinden van het SM? Welke gebreken vertoont dit model? Vragen die we verder zullen toelichten in de volgende sectie.

⁹De pull wordt gedefinieerd als het aantal standaardafwijkingen dat de gemiddelde waarde van een meting verwijderd is van de theoretisch voorspelde waarde. Een pull van drie wordt als grens gezien omdat bij deze waarde de theoretische voorspelling buiten het 97% waarschijnlijkheidsinterval ligt, en de overeenkomst dan zeer onwaarschijnlijk wordt.

	Generatie			I	I_3	Y	Q
	1	2	3				
fermions							
<i>leptonen</i> (<i>spin</i> 1/2)	$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L$	1/2	+1/2	-1	0
	e_R	μ_R	τ_R	1/2	-1/2	-1	-1
				0	0	-2	-1
<i>quarks</i> (<i>spin</i> 1/2)	$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L$	1/2	+1/2	+1/3	+2/3
	u_R	c_R	t_R	1/2	-1/2	+1/3	-1/3
	d_R	s_R	b_R	0	0	+4/3	+2/3
				0	0	-2/3	-1/3
bosonen							
<i>ijkbosonen</i> (<i>spin</i> 1)		γ		0	0	0	0
		Z^0		1	0	0	0
		W^+		1	+1	0	+1
		W^-		1	-1	0	-1
<i>BEH – boson</i> (<i>spin</i> 0)		H		1/2	-1/2	1	0

Tabel 1.1: Overzicht van de SM-deeltjes met hun bijbehorende kwantumgetallen.



Figuur 1.4: SM fit aan de LEP/SLD/ $p\bar{p}/\nu p$ data.

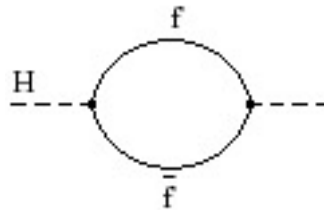
1.2 Supersymmetrie als uitbreiding van het Standaard Model

1.2.1 Waarom een uitbreiding?

Het standaardmodel mag in de fysica tot een van de grootste successen gerekend worden van de voorbije eeuw. Tal van experimenten hebben het standaard model getest tot een ongeëvenaarde nauwkeurigheid, dit tot een energie van de orde van 100 GeV. Na de ontdekking van zowel het top quark als het tau neutrino, blijft enkel het BEH-boson zoek. Ook heel wat voorspelde parameters (werkzame doorsneden, partiële breedtes, ...) werden met een grote overeenkomst teruggevonden. Niettemin vertoont ook dit model zijn gebreken...

- **'Hiërarchy Probleem'**

Zoals we in de vorige sectie zagen, is het niet mogelijk om de BEH-massa te voorspellen. Wel weet men dat zijn massa maximaal een 1000 tal GeV kan bedragen, wil men bij dergelijke hoge BEH-massa's de storingsrekening nog kunnen toepassen. Het probleem is hoe we er in slagen om deze massa zo laag te houden. Dit, omdat men weet dat scalaire massa's zoals de BEH-massa, kwadratisch divergente kwantumcorrecties zullen hebben te wijten aan radiatieve lusdiagramma. Wanneer het BEH-veld bijvoorbeeld koppelt aan een fermion f met een term in de Lagrangiaan $-\lambda_f H \bar{f} f$, dan zal het Feynman diagramma



leiden tot een correctieterm

$$\Delta m_H^2 = \frac{|\lambda_f|^2}{16\pi^2} [-2\Lambda_{UV}^2 + 6m_f^2 \ln(\Lambda_{UV}/m_f) + \dots].$$

Hierin is Λ_{UV} de 'ultraviolet momentum cut-off', die geïnterpreteerd moet worden als de energieschaal waarbij nieuwe fysica op het toneel komt die het gedrag van de theorie zal veranderen. Voor een theorie met enkel het Standaard Model zal deze cut-off liggen bij de Planck-schaal M_{Planck} , dus bij $\sim 10^{18}$

GeV, met als resultaat dat de correctie op de BEH-massa te wijten aan lusdiagramma met een top-quark zo'n 15 grootte-orde groter is dan de verwachte 10^2 -orde voor de BEH-massa zelf! Door de koppelingen van het BEH-boson met de fermionen en ijkbosonen van het SM, zal het hele massaspectrum bijgevolg opschuiven. Het feit dat de verlangde grootte-orde voor de BEH-massa miniem is vergeleken met de Planck-schaal, staat gekend als het hiërarchie probleem [11, 12]. Indien men het SM toch geldig wil houden, zal men in alle orden storingsrekening een zeer nauwkeurige fine-tuning (precisie $\sim 10^{-14}$) moeten eisen van de koppelingskonstantes, wat de theorie uiterst gevoelig en dus zwak maakt.

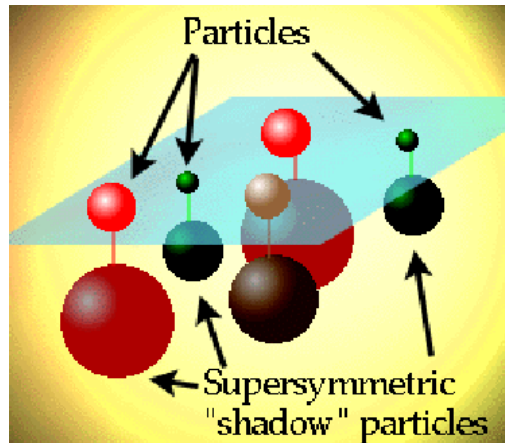
De onderliggende reden voor deze kwadratische divergentie is dat een scalaire massa niet wordt beschermd door een of andere symmetrie, zoals de fermionen bosonmassa's wel beschermd worden door de chirale- en ijsymmetrie¹⁰. Het was deze eigenschap van de scalaire massa die werd gebruikt om massa's te geven aan de ijkbosonen. Vandaar dat dit probleem niet zomaar van de hand kan gedaan worden.

Het hiërarchie probleem heeft ook een filosofische kant. Waarom zou de natuur zo'n groot 'gat' zonder nieuwe fysica laten tussen de elektrozwakke energieschaal en de Planck-schaal? We kunnen minstens zeggen dat dit als een grote verrassing zou komen...

- Er bestaat nog geen enkele methode om gravitatie¹¹ op te nemen binnen het SM.
- Een mooi argument voor de noodzakelijke uitbreiding van het SM vloeit voort uit de eerder recente ontdekking van de neutrino-oscillaties. Deze vormen het rechtstreeks bewijs dat neutrino's niet massaloos zijn, zoals door het SM werd vooropgesteld. Daar het SM geen rechtshandige neutrino's bevat, is het niet mogelijk om neutrinomassa's in te voeren in het renormeerbare deel van de Lagrangiaan.
- Het SM bezit nog steeds 19 theoretisch onvoorspelbare parameters, waaronder al de massa's van de fermionen en het BEH-boson.

¹⁰Door deze symmetrieën is het onmogelijk om ad hoc massatermen toe te voegen aan de Lagrangiaan. Dit werd aangetoond in het begin van paragraaf 1.2.6.

¹¹Deze kracht zal een niet te verwaarlozen bijdrage hebben bij energieën rond de Planckschaal ($M_{Planck} = (8\pi G_N)^{-1/2} \sim 2,4 \times 10^{18} GeV/c^2$).



Figuur 1.5: De verborgen wereld van de superdeeltjes

- We begrijpen ook de elektrozwakke spontane symmetrie breking niet ten volle. In tegenstelling tot de spin 1 (ijkdeeltjes) en spin 1/2 (fermionen) velden, hebben we het scalaire veld ad hoc ingevoerd. Wat maakt bijvoorbeeld de scalaire μ^2 negatief? Waarom vereist het scalaire veld een van nul verschillende v.e.v.?

Al het voorgaande geeft ons dus een sterk vermoeden dat iets ‘beyond the SM’ operatief wordt bij hogere energieën. Het SM zullen we dan moeten interpreteren als een ‘limiettheorie’ die geldig is tot energieën van de grootte-orde 10^2 GeV. We zullen nu aantonen dat SuperSYmmetrie (SUSY) een zeer aantrekkelijke uitbreiding vormt van het SM.

1.2.2 Wat is Supersymmetrie?

Supersymmetrie [13] is een nieuwe ruimte-tijd symmetrie die voor een uitwisseling zorgt tussen fermionen en bosonen. Het is dus een symmetrie tussen toestanden met een verschillende spin. Zo kan bijvoorbeeld een spin-0 deeltje gelinkt zijn aan een spin- $\frac{1}{2}$ deeltje door een supersymmetrie transformatie.

Concreet wordt in supersymmetrie de Poincaré¹²-groep uitgebreid met twee extra generatoren, Q en Q^\dagger . Ze anti-commutereren met het lineair momentum p , het

¹²Deze symmetriegroep is een Lie-groep opgebouwd uit 10 generatoren. Vier hiervan ($P^\mu = (H, \vec{P})$) zullen instaan voor ruimte- en tijdstranslaties, de andere zes ($J^{\mu\nu} = (\vec{K}, \vec{J})$) respectievelijk voor Lorentz-boosts en ruimtelijke rotaties.

angulair moment J en de boost K .

Q en Q^\dagger zullen instaan voor de generatie van de superdeeltjes:

$$\begin{aligned} Q|fermion\rangle &= |boson\rangle \\ Q^\dagger|boson\rangle &= |fermion\rangle \end{aligned}$$

Zo zullen de SM fermionen zogenaamde ‘sfermionen’¹³ krijgen als supersymmetrische, boson broertjes. Analoog krijgen de ijkbosonen er een fermion partner bij, een ‘gaugino’. Deeltjes en superdeeltjes worden dan gegroepeerd in een ‘supermultiplet’. Er zijn slechts twee zulke supermultiplets nodig voor de opbouw van het hele supersymmetrisch standaard model.

Twee belangrijke eigenschappen van deze multiplets zijn:

- het aantal vrijheidsgraden voor bosonen en fermionen is gelijk in een supermultiplet
- elk deeltje en zijn partner binnen een multiplet zijn ontaard in massa

Uit het feit echter dat we tot op heden geen enkel supersymmetrisch broertje van een SM deeltje hebben gevonden, moeten we concluderen dat een SUSY theorie gebroken is, wat we in paragraaf 1.2.5 iets meer zullen toelichten.

Indien we nu, uitgaande van een SUSY model, voorspellingen willen maken over nieuwe fysica, zal men al snel beseffen dat dit een zeer moeilijke opdracht is door de vele extra SUSY parameters die we hebben moeten invoeren. Vandaar dat een aantal meer vereenvoudigde scenario’s worden gebruikt om experimentele resultaten mee te vergelijken en te interpreteren.

We zullen nu de fenomenologie schetsen van een van de meest populaire scenario’s: het Minimaal Supersymmetrisch Standaard Model (MSSM), dat als theoretische basis zal dienen voor deze licentiaatsverhandeling.

¹³De ‘s’ staat voor het woord ‘scalair’.

1.2.3 Het Minimaal Supersymmetrisch Standaard Model (MSSM)

Deeltjes inhoud

Zoals reeds eerder vermeld, zullen in SUSY theorieën het aantal vrijheidsgraden voor bosonen en fermionen gelijk zijn. Maar, het Standaard Model bevat 29 bosonische en maar liefst 90 fermionische vrijheidsgraden (met massaloze neutrino's, anders 96)! Het SM is dus duidelijk niet supersymmetrisch. We zullen dus nieuwe deeltjes moeten toevoegen om de theorie supersymmetrisch te maken. Om het aantal nieuwe deeltjes te beperken, zou men kunnen hopen om in SM-deeltjes superpartners te vinden van andere SM-deeltjes. Dit blijkt echter onmogelijk te zijn, want:

- binnen het SM zijn er geen fermionen met dezelfde kwantumgetallen als de ijkbosonen, wat vereist is om ze in hetzelfde supermultiplet te kunnen steken;
- het BEH-veld kan geen superpartner zijn van quarks of leptonen, omdat dit tot een schending van het lepton- of baryongetal zou leiden.

Verder kan men aantonen dat men in een SUSY theorie op zijn minst 2 complexe chirale BEH-multipletten nodig heeft om massa te geven aan zowel up- als down type quarks¹⁴. Op dit twee-BEH-doubletten model zullen we uitgebreid terugkomen in paragraaf 1.2.6.

We kunnen dus besluiten dat een minimale versie van SUSY meer dan een dubbel aantal deeltjes zal bevatten. We zullen voor elk deeltje een superpartner introduceren, en de BEH-sector met een extra BEH-doublet (en zijn superpartners) uitbreiden.

¹⁴SUSY theorieën worden beschreven door chirale supervelden. Daar het in het SM gebruikte $\Phi^c = i\sigma_2\Phi^*$ - veld anti-chiraal is, kan dit niet langer gebruikt worden, en zijn we verplicht om een 2de BEH-multiplet in te voeren.

De ijk eigentoestanden in het MSSM worden bijgevolg:

Superveld	Boson	Fermion	$SU_c(3)$	$SU_L(2)$	$U_Y(1)$
ijkdeeltjes					
\mathbf{G}^a	<i>gluon</i>	<i>gluino</i>	8	0	0
\mathbf{V}^k	<i>zwak</i>	<i>wino's</i>	1	3	0
\mathbf{V}'	<i>hyperlading</i>	<i>mino</i>	1	1	0
materie					
\mathbf{L}_i	sleptons	leptons	1	2	-1
\mathbf{E}_i					
\mathbf{Q}_i	squarks	quarks	3*	1	-4/3
\mathbf{U}_i					
\mathbf{D}_i					
BEH					
\mathbf{H}_1	BEH-deeltjes	higgsino's	1	2	-1
\mathbf{H}_2					

met $a=1,2,\dots,8$ en $k=1, 2, 3$ respectievelijk de $SU(3)$ en $SU(2)$ indices, en $i=1, 2, 3$ de generatie
De tildes onderscheiden de superpartners van de SM deeltjes

Tabel 1.2: De ijk eigentoestanden in het Minimaal Supersymmetrisch Standaard Model

Sommige van de bovenstaande ijk eigentoestanden zullen verschillen van de massa- (of deeltjes-) eigentoestanden. Zo zullen de volgende vermengingen optreden:

- het fotino en het zino¹⁵, en de twee neutrale higgsinos zullen combineren tot de vier fysische neutralinos, die meestal genoteerd worden als $\chi_{1,2,3,4}^0$
- de geladen wino's en de twee geladen higgsinos zullen koppelen tot de twee charginos $\chi_{1,2}^\pm$

R-Pariteit

Het R-pariteit kwantumgetal van een deeltje met spin S , leptongetal L en baryongetal B , wordt als volgt gedefinieerd:

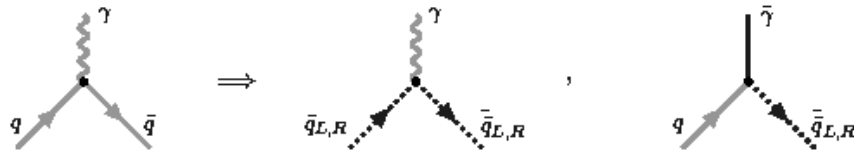
$$P_R = (-1)^{3(B-L)+2S}$$

Alle gewone SM-deeltjes hebben een R-pariteit kwantumgetal $R = 1$, terwijl alle superpartners een $R = -1$ verkrijgen. Uit de theorie volgt dat een behoud van deze pariteit voor een uitsluiting van lepton- of baryon getal schendende interacties zorgt. In het MSSM wordt R-pariteit behouden. Toch moet opgemerkt worden dat hier geen enkel fysische basis achter zit. Het zou bijvoorbeeld perfect kunnen dat

¹⁵Het fotino en het zino zijn superposities van het neutraal wino en het bino, analoog aan de Weinberg-menging in het Standaard Model.

nu uitgesloten termen wel aanwezig zijn, maar dat hun koppeling zo zwak is dat detectie tot op heden onmogelijk was.

Als we nu veronderstellen dat R-pariteit inderdaad behouden is, dan zijn de interacties van superpartners in essentie dezelfde als die bij de SM deeltjes. Zo mag men bijvoorbeeld twee van de drie deeltjes in een interactie aan een willekeurige SM vertex vervangen door superpartners:



Figuur 1.6: ijkdeeltje-materiedeeltje interactie

Samengevat heeft het behoud van R-pariteit volgende 4 gevolgen:

- deeltjes en superpartners mixen niet
- het proton blijft stabiel
- de superpartners worden geproduceerd in paren
- er bestaat een lichtste, stabiel superdeeltje (LSP)

De kosmologie hoopt om in het LSP de uitgelezen kandidaat te vinden voor het probleem van de koude, donkere materie. Voor veel SUSY brekende modellen gaat het hier om het χ_1^0 -neutralino.

1.2.4 Motivaties voor SUSY in de deeltjes fysica

Voor we nu verder gaan, willen we onszelf eerst overtuigen dat een SUSY-theorie inderdaad een waardevolle uitbreiding is van het Standaard Model.

De Super Symmetrische theorieën zouden uiteraard nooit zo populair geworden zijn, mochten ze geen antwoord bieden voor de tekortkomingen van het SM. We zullen nu een aantal argumenten aanhalen om de sterkte van deze uitbreiding van het SM aan te tonen.

- **Supersymmetrie biedt een oplossing voor het hiërarchie probleem**

Het grote voordeel aan supersymmetrische modellen is het feit dat ze geen ‘fine-tuning’ van de koppelingskonstantes eisen, maar ons in de plaats op een meer natuurlijke wijze kunnen verlossen van de ‘kwadratische divergenties’ op de BEH-massa. Door de bijdrage van de superpartners van de gewone deeltjes zullen automatisch alle correcties in alle orden van storingsrekening tegen elkaar wegvallen. Zo zal bijvoorbeeld de bijdrage van een boson loop wegvallen ten opzichte van de fermion loop van zijn superdeeltje (te wijten aan de extra -1 factor afkomstig van de Fermi statistiek). Bijvoorbeeld:

$$\begin{array}{c} \text{H} \\ \text{---} \\ \lambda_f \\ \text{---} \\ \text{H} \end{array} + \begin{array}{c} \text{H} \\ \text{---} \\ \lambda_f^2 \\ \text{---} \\ \text{H} \end{array} = 0$$

De SM BEH-massa kan zo dus in het verlangde massadomein van $\sim 10^2 \text{ GeV}$ gehouden worden.

Toch zal dit twee belangrijke beperkingen opleggen voor de SUSY breking [12]:

1. SUSY kan gebroken worden in zijn massa, maar niet in zijn koppelingen (‘soft breaking’), zodat de coëfficiënten van de tegenover elkaar wegvalende termen op het teken na gelijk blijven.
2. De SUSY brekingsschaal moet liggen bij $\sim 10^2 \text{ GeV}$, zodat de superpartners van de SM deeltjes verondersteld worden in het massadomein van $\sim 100 \text{ GeV}$ tot maximaal een 1000tal GeV te liggen.

- **Gravitatie kan worden opgenomen in de theorie**

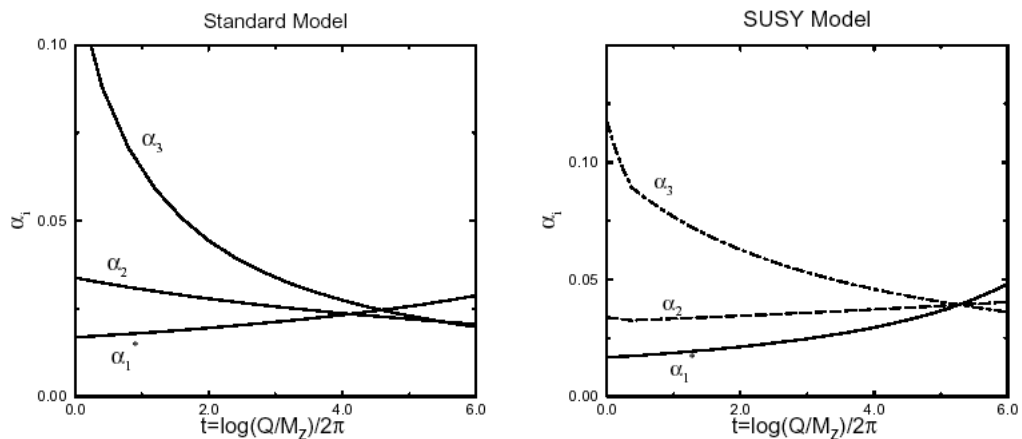
Wanneer we de supersymmetrie als lokale symmetrie eisen, leidt dit tot de ontwikkeling van supergravitatie (SUGRA) modellen. Concreet zal er dus een mogelijkheid zijn om gravitatie te verenigen met de andere interacties.

- **Supersymmetrie kan de neutrino oscillaties verklaren**

Supersymmetrische modellen waarbij lepton getal breking is toegestaan zijn in staat om de neutrino massa’s en menghoeken te reproduceren overeenkomstig met de meest recente data.

- **Supersymmetrie leidt tot een unificatie van de ijk koppelingen**

Om een idee te krijgen van de energieschaal waarop GUT's¹⁶ werken, kan men de ijk koppelingen extrapoleren naar een hoge energie schaal. Hiervoor kan men gebruik maken van de gekende waarden bij lage energieën. Een geluk hierbij is dat we met een logaritmische schaal werken, waardoor extrapolaties over tal van grootte-orde toch betekenisvol zijn. Ook zullen de fouten kleiner worden bij hoge energie, doordat de extrapolatie eigenlijk gebeurt in omgekeerde richting. Wanneer we dit doen voor de Supersymmetrische theorie, merken we dat de koppelingen elkaar kruisen in 1 punt, dit in tegenstelling tot bij het Standaard Model (zie fig. 1.7). Deze kruising gebeurt bij een energieschaal $M_{GUT} \sim 2 \times 10^{16} GeV$. Een voorwaarde is echter wel dat de superdeeltjes een massa rond 1 TeV bezitten. Uiteraard zou dit gewoon toeval kunnen zijn; toch wordt dit fenomeen gezien als een sterke hint voor de Grand Unification Theories en als een sterk argument voor SUSY theorieën.



Figuur 1.7: Evolutie van het inverse van de koppelingskonstanten in het Standaardmodel (links) en het Minimaal Supersymmetrisch Model (rechts). De knik in de lijnen komt door het toevoegen van de supersymmetrische deeltjes bij energieën rond 1 TeV.

- **Supersymmetrie biedt een kandidaat voor koude, donkere materie**
Zoals reeds vermeld, ziet men in het Lightest Supersymmetric Particle (LSP) (in vele modellen het neutralino) een goede verklaring voor de koude en don-

¹⁶GUT=Grand Unification Theories=Theorieën waarin men de sterke, zwakke en elektromagnetische kracht als manifestaties weet te beschrijven van één enkele interactie.

kere materie in het heelal. Men kan aantonen dat, wanneer het gluino rond 1 TeV weegt, het LSP een massa moet hebben in de buurt van 100 GeV. Kosmologie voorspelt dat het LSP kleur en elektrisch neutraal is en dus enkel zwak zal interageren met de andere deeltjes, wat voor het neutralino bijvoorbeeld het geval is. Een strikte voorwaarde is echter wel dat het LSP stabiel is, wat enkel mogelijk is voor modellen met behoud van R-pariteit.

1.2.5 Breking van SUSY

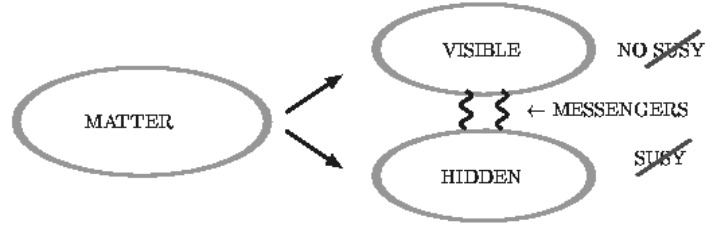
Als supersymmetrie exact is, zouden superpartners en SM deeltjes dezelfde massa moeten hebben, en bijgevolg moeten kunnen waargenomen worden. Hun afwezigheid echter bij hedendaagse energieën leidt tot de aanname dat hun massa veel groter moet zijn dan die van hun SM broertjes, wat dus een breking van SUSY inhoudt.

Jammer genoeg is het moeilijk in te zien hoe supersymmetrie gebroken kan worden. Zo blijkt bijvoorbeeld geen enkel veld van het MSSM in staat om een van nul verschillende v.e.v. te ontwikkelen om zo SUSY te breken zonder een opoffering van de ijk-invariantie. Voorlopig moeten we ons tevreden stellen met het handmatig invoeren van SUSY-brekende termen die nog steeds de kwadratische divergenties laten verdwijnen, de zogenaamde ‘soft breaking’ termen. Natuurlijk hoopt men erop om na verloop van tijd met uitsluitel een mechanisme te vinden die deze termen produceert. Wat men wel zeker weet, is het feit dat zo’n mechanisme hoe dan ook een uitbreiding zal eisen van het MSSM.

Het meest gebruikelijke scenario om deze lage-energie symmetrie breking door te voeren, staat bekend als het ‘hidden sector’ model (zie fig. 1.8). Hierin zullen de ‘soft terms’ van het MSSM indirect of door radiatieve effecten ontstaan. De breking zelf gebeurt in een ‘hidden sector’ van deeltjes die niet (of zeer weinig) koppelen aan de ‘visible’ sector, bestaande uit alle MSSM en SM deeltjes. De 2 sectoren interageren met elkaar door uitwisseling van zogenaamde ‘messengers’, die als het ware de symmetriebreking overdragen van de hidden naar de visible sector, waarin ze verschijnen als berekenbare soft terms. Deze messengers kunnen verschillende types van velden zijn: gravitationele (SUGRA)¹⁷, ijk, ...

¹⁷De eerste, en historisch de meest populaire hidden sectormodellen maken gebruik van gravitationele mediatie.

Meer informatie omtrent de ‘soft symmetry breaking’ kan gevonden worden in de referenties [14, 11].



Figuur 1.8: ‘Hidden sector’ scenario

1.2.6 De extensie van de BEH-sector

Met een bondige schets van het SM en de introductie van het MSSM, beschikken we nu over voldoende bagage om enkele zeer belangrijke theoretische concepten voor deze eindverhandeling in te voeren. Zo zullen we in wat volgt niet enkel de voor ons belangrijke geladen BEH-bosonen introduceren, maar ook enkele zeer belangrijke MSSM parameters.

De meest eenvoudige uitbreiding van het Standaard Model is een toevoeging van een extra BEH-doublet. Zoals we reeds zagen, zal het ook noodzakelijk zijn om dit tweede doublet in te voeren, als we nadien de overstap willen maken naar de supervelden van een supersymmetrische theorie.

De twee-BEH-doublet uitbreiding van het SM [15] bezit dus de scalaire velden van 2 complexe $SU(2)_L$ doubletten Φ_1 en Φ_2 , met een zwakke hyperlading $Y = \pm 1$:

$$\Phi_1 = \begin{pmatrix} \phi_1^{0*} \\ -\phi_1^- \end{pmatrix}, \quad \Phi_2 = \begin{pmatrix} \phi_2^+ \\ \phi_2^0 \end{pmatrix}$$

waarbij * het complex toegevoegde aanduidt.

De meest algemene ijk-invariante scalaire potentiaal die opgebouwd kan worden uit deze velden en die in staat is om de $SU(2)_L \times U(1)_Y$ symmetrie spontaan te breken tot een $U(1)_{EM}$ (dus consistent met de elektrozwakke sektor van het SM), wordt gegeven door:

$$V(\Phi_1, \Phi_2) = \lambda_1(\Phi_1^\dagger \Phi_1 - v_1^2)^2 + \lambda_2(\Phi_2^\dagger \Phi_2 - v_2^2)^2 + \lambda_3 \left[(\Phi_1^\dagger \Phi_1 - v_1^2)^2 + (\Phi_2^\dagger \Phi_2 - v_2^2)^2 \right]$$

$$\begin{aligned}
& +\lambda_4 \left[(\Phi_1^\dagger \Phi_1)(\Phi_2^\dagger \Phi_2) - (\Phi_1^\dagger \Phi_2)(\Phi_2^\dagger \Phi_1) \right] \\
& +\lambda_5 \left[\text{Re}(\Phi_1^\dagger \Phi_2) - v_1 v_2 \right]^2 + \lambda_6 \left[\text{Im}(\Phi_1^\dagger \Phi_2) \right]^2
\end{aligned}$$

waarbij λ_i door de hermiciteit allemaal reële parameters zijn.

Bij de minimalisatie van deze functie zullen we eisen dat de λ_i parameters zo gekozen worden dat $V(0,0)$ altijd groter is dan nul en dat deze keuze positieve m^2 waarden voor de fysische BEH-velden oplevert. Aldus kan men de grondtoestand vastleggen op:

$$\langle \Phi_1 \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v_1 \end{pmatrix}, \quad \langle \Phi_2 \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v_2 \end{pmatrix}$$

met v_1 en v_2 de reëel gekozen vacuum verwachtingswaarden van de BEH-velden. Deze v_i zijn aan de SM v.e.v. v gerelateerd door

$$v^2 \equiv v_1^2 + v_2^2 = \frac{4M_W^2}{g^2} = (246\text{GeV})^2$$

We kunnen nu de parameter $\tan\beta$ introduceren als de verhouding van de v.e.v.'s van de twee BEH-doubletten:

$$\tan\beta = v_2/v_1.$$

In de unitaire ijk kunnen we de massa matrix diagonaliseren, wat vijf fysische BEH-velden oplevert. Origineel waren er 8 vrijheidsgraden (2 complexe doublets), maar ook hier verkrijgt men bij de diagonalisatie immers 3 Goldstone bosons, die opnieuw worden geabsorbeerd voor de creatie van de longitudinale componenten van de W^\pm - en Z^0 -bosonen van het SM.

We onderscheiden vijf fysische BEH-bosonen: twee neutrale scalair (h^0 en H^0), een neutrale pseudoscalair (A^0) en een paar elektrisch geladen scalair (H^\pm). Hun massa eigentoestanden en overeenkomstige massa's worden gegeven in onderstaande tabellen¹⁸:

¹⁸ Van de twee massa eigentoestanden H_1^0 en H_2^0 wordt degene met de kleinste massa gedefinieerd als h^0 .

BEH-boson	massa eigentoestand
h^0, H^0	$\begin{pmatrix} H_1^0 \\ H_2^0 \end{pmatrix} = \sqrt{2} \begin{pmatrix} \cos \alpha & \sin \alpha \\ -\sin \alpha & \cos \alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \text{Re } \phi_1^{0*} - v_1 \\ \text{Re } \phi_2^0 - v_2 \end{pmatrix}$
A^0	$A^0 = \sqrt{2} (-\text{Im } \phi_1^{0*} \sin \beta + \text{Im } \phi_2^0 \cos \beta)$
H^\pm	$H^\pm = -\phi_1^\pm \sin \beta + \phi_2^\pm \cos \beta$

BEH-boson	massa m^2
h^0, H^0	$\frac{1}{2} \left[M_{11} + M_{22} \pm \sqrt{(M_{11} - M_{22})^2 + 4M_{12}^2} \right]$
A^0	$\lambda_6 (v_1^2 + v_2^2)$
H^\pm	$\lambda_4 (v_1^2 + v_2^2)$

waarbij α gedefinieerd wordt als de ‘BEH-menghoek’, die men kan bepalen uit de relaties

$$\sin 2\alpha = \frac{2M_{12}}{\sqrt{(M_{11} - M_{22})^2 + 4M_{12}^2}}$$

$$\cos 2\alpha = \frac{M_{11} - M_{22}}{\sqrt{(M_{11} - M_{22})^2 + 4M_{12}^2}}$$

met M gegeven door

$$M = \begin{pmatrix} 4v_1^2(\lambda_1 + \lambda_3) + v_2^2\lambda_5 & (4\lambda_3 + \lambda_5)v_1v_2 \\ (4\lambda_3 + \lambda_5)v_1v_2 & 4v_2^2(\lambda_2 + \lambda_3) + v_1^2\lambda_5 \end{pmatrix}$$

In plaats van één enkele parameter in de SM BEH-sektor (BEH-massa), verkrijgen we nu 6 vrij parameters (4 BEH-massa’s, de verhouding van de v.e.v.’s $\tan \beta$, en een BEH-menghoek α).

In het meest algemene twee BEH-doublettenmodel zijn de massa’s en de hoeken onafhankelijke parameters. In het MSSM echter, zullen bepaalde restricties ervoor

zorgen dat het aantal vrije parameters herleid wordt tot slechts twee. Gewoonlijk neemt men hiervoor $\tan \beta$ en m_{A^0} . De andere massa's worden dan gegeven door

$$m_{H^\pm}^2 = m_{A^0}^2 + m_{W^\pm}^2,$$

$$m_{H^0, h^0}^2 = \frac{1}{2} \left[m_{A^0}^2 + m_{Z^0}^2 \pm \sqrt{(m_{A^0}^2 + m_{Z^0}^2)^2 - 4m_{A^0}^2 m_{Z^0}^2 \cos^2 2\beta} \right]$$

terwijl de BEH menghoek α met de 2 vrije parameters als volgt is gelinkt

$$\tan 2\alpha = \left(\frac{m_{A^0}^2 + m_Z^2}{m_{A^0}^2 - m_Z^2} \right) \tan 2\beta$$

Hierbij moet opgemerkt worden dat deze formules 1ste orde formules zijn, ook formules 'at tree level' genaamd¹⁹.

1.2.7 Conclusie

In deze sectie zagen we dat supersymmetrische modellen in staat zijn om ons te verlossen van een aantal tekortkomingen van het Standaard Model. Met de invoering van de supersymmetrie hoopt men er ook op om de interacties van de deeltjes verder te kunnen beschrijven tot energieën ter hoogte van de Planck-schaal. Maar, zoals we weten, werd tot op heden geen enkel supersymmetrisch deeltje gedetecteerd.

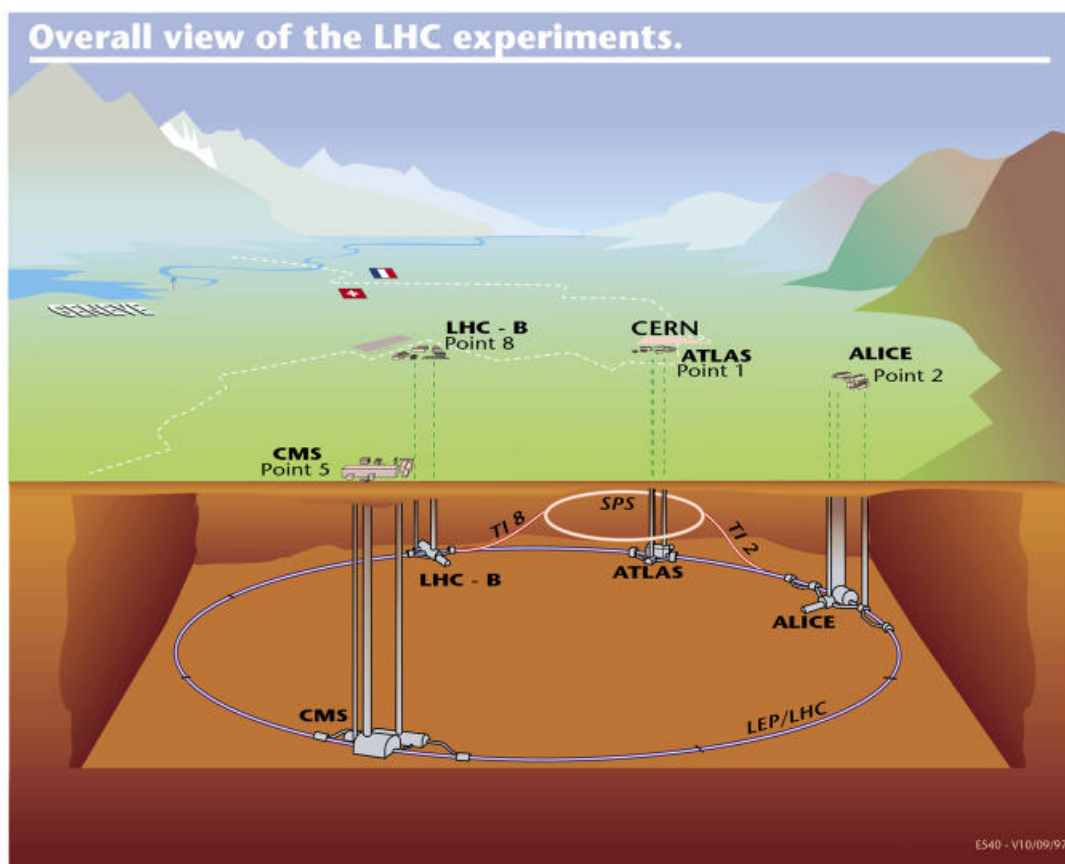
In de volgende generatie botsingsexperimenten zal men dan ook trachten uitsluitel te brengen over de vraag of de natuur al dan niet voor supersymmetrie heeft gekozen, en zoniet, welke andere fenomenen dan aan het licht kunnen komen.

In het volgend hoofdstuk zullen we een beschrijving geven van de CMS detector binnen het LHC project. Eén van de hoofddoelstellingen voor deze detector is het zoeken naar supersymmetrische deeltjes, waaronder het geladen BEH-boson, wat tegelijk de doelstelling is van deze licentiaatsverhandeling.

¹⁹Uit de formule voor $m_{h^0}^2$ kunnen we bijvoorbeeld halen dat $m_{h^0} \leq m_Z$, wat niet strookt met het experiment. We zien dus dat de hogere orde correctietermen een grote invloed zullen spelen.

Hoofdstuk 2

Beschrijving van de Compact Muon Solenoid aan de Large Hadron Collider



2.1 Het Large Hadron Collider project

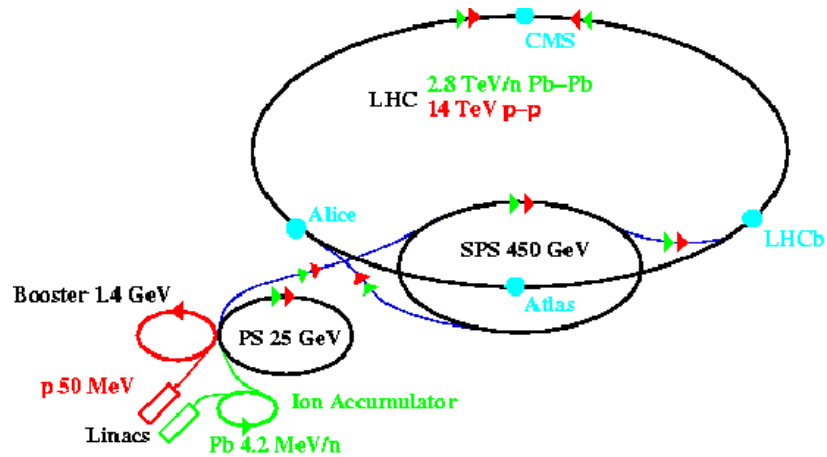
In het vorige hoofdstuk hebben we aangetoond dat men in de theorie enerzijds nog het bestaan voorspelt van een SM BEH-boson, en anderzijds in SUSY-modellen nieuwe fysica verwacht bij de TeV schaal. Het feit dat geen enkele van de huidige generatie versnellers energetisch krachtig genoeg is voor de exploitatie van deze TeV-schaal, maakt dat de ontwikkeling van een nieuwe versneller onvermijdelijk was.

2.1.1 Schets van de Large Hadron Collider

De Large Hadron Collider (LHC) [16, 17, 18] is de nieuwe versneller die nu gebouwd wordt in het CERN (Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire) nabij Genève. Deze versneller zal een studie van protonbotsingen toelaten bij een massamiddelpuntsenergie van 14 TeV, wat een 8 tal keer hoger is dan bij de tot op heden krachtigste machine (de Tevatron Collider te Fermilab, Chicago, VS). De constructie en assemblage van de LHC is gestart in 2001 om, volgens de laatste prognoses, de eerste bundel in 2007 te detecteren.

Bij de bouw van LHC zal men gebruik maken van reeds bestaande CERN faciliteiten. Zo zal de LHC geïnstalleerd worden in de cirkelvormige LEP tunnel, die maar liefst 27 km lang is, en tussen de 50 en 170 meter ondergrond ligt. Ook zal men de deeltjes hun eerste versnelling kunnen geven in bestaande apparatuur. Zo zullen de lineaire versneller (LINAC) en de ‘PS booster’ de energie van de protonen opdrijven tot typisch 1,4 GeV, waarna de Proton Synchrotron (PS) en de Super Proton Synchrotron (SPS) de bundel zullen versnellen tot een energie van 450 GeV. Met deze energie zullen de deeltjes in de LHC ring worden geïnjecteerd, waarin ze verder zullen versneld worden tot 7 TeV (zie fig. 2.1).

Voorts zal men, om de kostenefficiëntie te verhogen, ervoor zorgen dat de LHC buiten protonen, ook zware ionen zal kunnen versnellen. Voor loodionen bijvoorbeeld zal men in staat zijn om energieën van 1150 TeV te halen, zo’n 30 tal maal hoger dan de Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC) aan het Brookhaven Laboratory.



Figuur 2.1: Het injectie- en versnellersnetwerk van LHC

De prestatie van een versneller kan essentieel samengevat worden door 2 parameters: de massamiddelpuntsenergie bij een botsing \sqrt{s} en de luminositeit \mathcal{L} . Deze luminositeit is de evenredigheidsconstante tussen de werkzame doorsnede σ van een bepaald proces en zijn voorkomingsfrequentie r (# processen/tijdseenheid), dus $r = \mathcal{L}\sigma$. Ze hangt rechtstreeks af van het aantal deeltjes in de twee botsende bundels, N_1 en N_2 , van de bundelfrequentie f , en van ‘het werkzame doorsnede oppervlak’ van elke bundel. Als de deeltjesdistributie in de bundel Gaussiaans is, kan de luminositeit geschreven worden als:

$$\mathcal{L} = \frac{1}{4\pi} \frac{N_1 N_2 f}{\sigma_x \sigma_y},$$

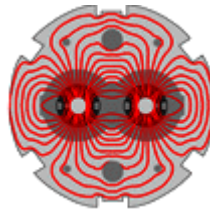
waarbij σ_x en σ_y de standaarddeviaties zijn van de distributie in de richtingen loodrecht op de bewegingsrichting. De uiteindelijke luminositeit van de LHC, de zogenaamde ‘high luminosity’ zal $10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ bedragen, waarin een bundelfrequentie van 40 MHz, een deeltjesdichtheid van 10^{11} protonen per bundel en een σ -waarde van $15 \mu\text{m}$ werden verondersteld. Tijdens de eerste periode, de ‘low luminosity’ fase, zal een geïntegreerde luminositeit¹ van 60fb^{-1} worden nagestreefd. Voor elk hierop volgend jaar dat de versneller bij hoge luminositeit draait hoopt men op een geïntegreerde luminositeit van $\sim 100 \text{pb}^{-1}$.

¹De geïntegreerde luminositeit wordt gedefinieerd als $\mathcal{L}_{int} = \int \mathcal{L} dt$.

De limiterende factor op de massamiddelpuntsenergie is het magnetisch veld van de afbuigmagneten nodig om de bundel op zijn cirkelbaan te houden. Er geldt dat

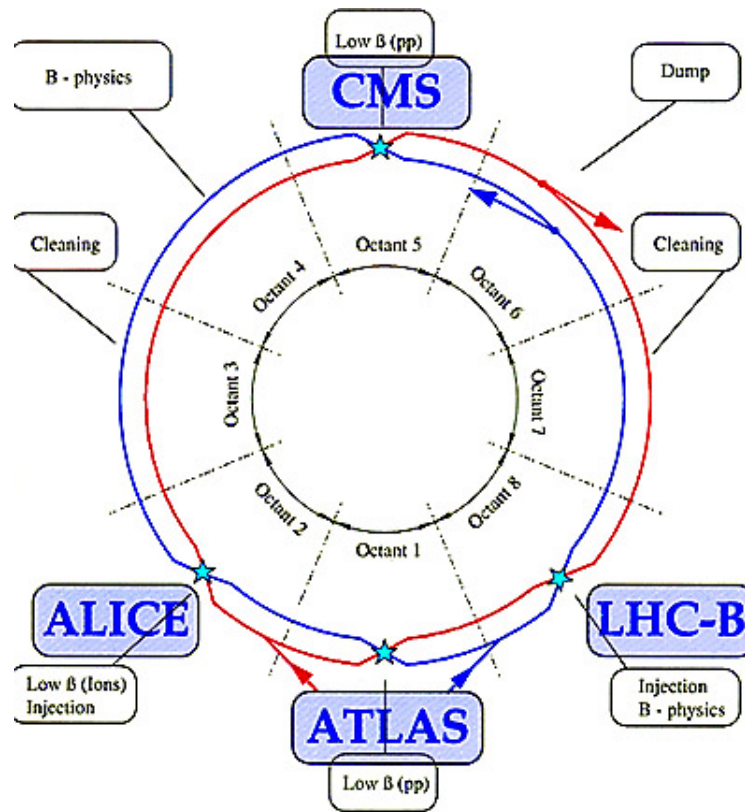
$$p(\text{TeV}) = 0,3 B(\text{Tesla}) R(\text{Km}),$$

waarbij p de bundelimpuls is, B de grootte van het magnetisch veld werkend op deeltjes in de bundel, en $R \simeq 4,3$ km de straal van de LEP tunnel. Voor een impuls van 7 TeV hebben we dus een gemiddeld veld nodig van 5,4 Tesla. Daar het onmogelijk is om de cirkel geheel te omringen met magneten, zal men in de praktijk 1200 supergeleidende dipolen in de tunnel plaatsen die in staat zijn een veld op te wekken van 8,4 Tesla. Om de spoelen supergeleitend te houden, zullen ze gekoeld worden met vloeibare helium tot een temperatuur van 1,9 K. Aan de LHC heeft men twee anti-parallelle velden nodig om de twee tegengesteld roterende protonenbundels op dezelfde circulaire baan te houden. Om de kosten te drukken kan men de twee bundels gelukkig in hetzelfde ijzeren juk en dezelfde cryostaat inbedden (fig. 2.2).



Figuur 2.2: Magnetische veldlijnen in een dipool aan de LHC

De bundels kruisen elkaar op vier punten. Het is op deze plaatsen waar men de experimenten zal opstellen. ATLAS en CMS zijn twee detectors voor algemene doelstellingen, en zijn typisch ontworpen om de fysica bij een hoge luminositeit te bestuderen. ALICE daarentegen is specifiek ontwikkeld voor de studie van botsingen van zware ionen en in het bijzonder het quark-gluon plasma, terwijl LHC-B zijn onderzoek hoofdzakelijk zal toespitsen op b-quark fysica en CP-schending.



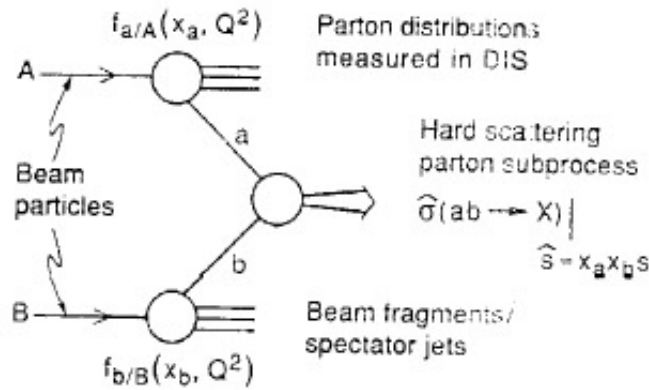
Figuur 2.3: Schematische layout van de LHC

2.1.2 Fenomenologie van proton-proton botsingen

De totale inelastische proton-proton werkzame doorsnede is ongeveer 100 mb bij een massamiddelpuntsenergie van $\sqrt{s} = 14$ TeV. De meeste van deze reacties zijn te wijten aan ‘grote-afstandsinteracties’ tussen twee inkomende protonen. In dit geval zijn de impulstransfer in de interactie en de verstrooiingshoek eerder klein (‘zachte botsingen’). De geproduceerde deeltjes zullen typisch een grote longitudinale, maar kleine transverse impulscomponent² bezitten. De meeste botsingsenergie verdwijnt dan ook in de bundelpijp. Eindtoestanden van deze zachte interacties worden ‘minimum bias gebeurtenissen’ genoemd. Zoals reeds vermeld, vormen zij de grote meerderheid van de pp -botsingen, maar ze zijn niet interessant voor het fysicaprogramma aan de LHC.

²De transverse impuls p_T is de component van de impulsvector loodrecht op de as van de inkomende protonen.

Monochromatische protonbundels kunnen bij hoge energie gezien worden als een bundel van partonen (quarks en gluonen), met een breed energiespectrum. Soms gebeurt het, dat twee partonen uit de protonbundels praktisch frontaal met elkaar botsen. Deze interacties verlopen op zeer kleine afstand, met als gevolg dat de impulstransfer zeer groot is ('harde botsingen') (fig. 2.4). In dit geval, zullen deeltjes geproduceerd worden met een hoge p_T -waarde, en wordt het mogelijk om andere, massieve deeltjes te vormen. Dit zijn de fysisch interessante gebeurtenissen³. Helaas zijn deze zeer zeldzaam vergeleken met de zachte interacties. Zo zal bijvoorbeeld de productie van een 500 GeV zwaar SM BEH-boson typisch een werkzame doorsnede hebben ~ 1 pb, wat maar liefst een factor 10^{11} maal kleiner is dan de totale inelastische pp werkzame doorsnede.



Figuur 2.4: Schematische voorstelling van een hoge p_T pp-interactie

Doordat de partonen maar een fractie (x_a en x_b) van de totale protonimpuls bezitten, zal de effectieve massamiddelpuntsenergie beschikbaar voor harde botsingen van quarks en gluonen $\sqrt{s_{eff}}$ kleiner zijn dan de massamiddelpuntsenergie van de machine \sqrt{s} , dit, in tegenstelling tot bij leptonversnellers. Er geldt:

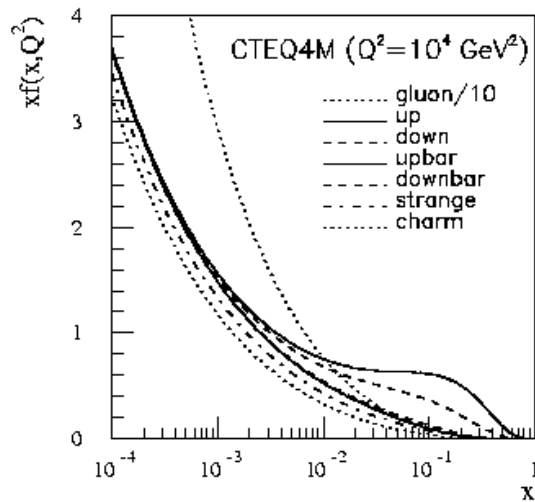
$$\sqrt{s_{eff}} = \sqrt{x_a x_b s}$$

Indien $x_a \simeq x_b$, wordt de bovenstaande relatie:

$$\sqrt{s_{eff}} \simeq x \sqrt{s}$$

³Met een 'gebeurtenis' worden algemeen de uitgaande deeltjes bedoeld die geproduceerd werden in een reactie tussen twee inkomende deeltjes aan een versneller.

Zoals we reeds zagen, bedraagt de massamiddelpuntsenergie voor de LHC versneller $\sqrt{S} = 14 \text{ TeV}$. Wanneer we dus één deeltje willen produceren met een massa van 100 GeV, zullen er 2 quarks of gluonen nodig zijn die elk minstens $\sim 1\%$ van de totale protonimpuls meedragen. Voor de productie van een 5 TeV deeltje, heeft men al 2 partonen nodig met $x \simeq 0.35$. De impulsdistributies van de partonen binnen het proton worden parton-distributiefuncties genoemd. Een voorbeeld van zo een distributiefunctie wordt gegeven in figuur 2.5. De twee up quarks en het ene down quark van het proton, de zogenaamde ‘valentie-quarks’, zullen samen met de gluonen de grootste fractie van de protonimpuls dragen. Op figuur 2.5 kan men echter zien dat het proton ook nog andere quarks bevat. Deze zogenaamde ‘zee-quarks’ dragen allen weliswaar een veel kleinere impulsfractie, maar zullen zeer belangrijk zijn in tal van productiekanalen⁴ en worden hoofdzakelijk geproduceerd door gluonradiatie van de valentiequarks en door de splitsing van een gluon in een quark-antiquark paar.



Figuur 2.5: Parton-distributiefunctie voor protonen berekend voor $Q^2 = 10^4 \text{ GeV}^2$.

De parton-distributiefuncties zijn afhankelijk van de impulsviervector die wordt uitgewisseld in de interactie (Q^2). Voor een hoge Q^2 -waarde, zullen de interagerende deeltjes deze zee-deeltjes kunnen onderscheiden in het proton. Vandaar dat er in

⁴Dit zal ook het geval zijn voor het belangrijkste productiekanaal van het geladen BEH-boson, $gb \rightarrow tH^\pm$, waarbij het b-quark uit de ‘proton-zee’ komt. We zullen hierop uitgebreid terugkomen in hoofdstuk 3.

figuur 2.5 een grote bijdrage is bij lage x -waarden. Bij kleine Q^2 -waardes daarentegen, zullen enkel de valentiequarks zichtbaar zijn, waardoor de distributiefunctie een piek zal vertonen bij hoge x -waarden.

De totale werkzame doorsnede van een harde verstooingsreactie wordt zo gegeven door:

$$\sigma = \sum_{a,b} \int dx_a dx_b f_a(x, Q^2) f_b(x, Q^2) \bar{\sigma}_{ab}(x_a, x_b)$$

waarbij $\bar{\sigma}_{ab}(x_a, x_b)$ de werkzame doorsnede is van de specifieke reactie tussen de twee partonen a en b met impulsfracties x_a en x_b , en waarbij $f_a(x, Q^2)$ en $f_b(x, Q^2)$ de waarschijnlijkheid geven om een parton te vinden met een fractie x van het protonimpuls bij een impulsoverdracht Q^2 .

2.1.3 Experimentele uitdagingen voor experimenten aan de LHC

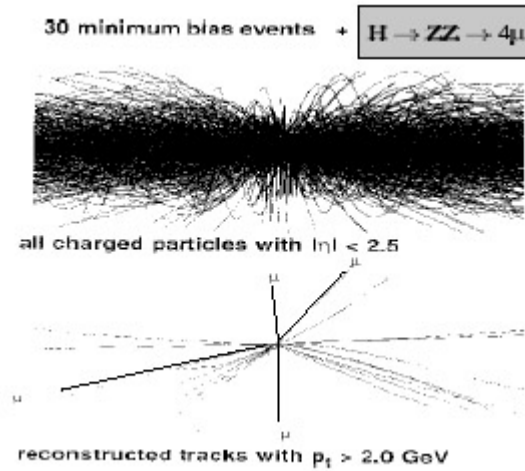
De LHC experimenten zullen enkele belangrijke moeilijkheden moeten trotseren. De belangrijkste zijn de ‘pile-up’, die gerelateerd is aan de luminositeit, en de grote QCD achtergrond bij de fysica van pp -botsingen.

Pile-up

Zoals we reeds zagen, zullen de protonen cirkelen in bundels van $\sim 10^{11}$ deeltjes. Deze bundels zullen in een bepaald interactiepunt elke 25 ns botsen. Met een interactiefrequentie van $\sim 10^9$ gebeurtenissen/s bij hoge luminositeit, zullen gemiddeld 17 zachte interacties (minimum bias gebeurtenissen) gelijktijdig optreden bij elke botsing, wat zal resulteren in een duizendtal geladen deeltjes in de detector. Dit betekent dus dat elke keer wanneer een botsing optreedt met een hoge momentum-transfer, deze gebeurtenis zal overlappen met een 17 tal zachte interacties, wat de term ‘pile-up’ kreeg.

Om deze hoge Q^2 -transfer botsing van de pile-up af te zonderen, kan men dan in de eerste plaats gebruik maken van het verschil in transvers impulsmoment. Dit wordt geïllustreerd in figuur 2.6, waar een impulsnede van 2 GeV werd toegepast.

De aanwezigheid van pile-up zal ook sterk invloed hebben op het design van de detectors. Zo zal pile-up van de detector een zeer korte responstijd eisen, om te vermijden dat het nuttig signaal geïntegreerd wordt over tal van andere bunchcrossings, waardoor de pile-up te groot zou worden. Typisch zal men een responstijd voor de



Figuur 2.6: Simulatie van een BEH-boson verval naar vier muonen in de CMS detector, overlapt met 30 minimum-bias gebeurtenissen. Bovenste: alle geladen deeltjes worden getoond; onderste: toont enkel de gereconstrueerde sporen van deeltjes met $p_t > 2.0 \text{ GeV}$. De vier muonsporen van het BEH-boson verval worden dus duidelijk zichtbaar na een milde 2 GeV snede.

CMS detector nastreven van 20-50 ns, wat dus overeen komt met een integratie over één à twee bunchcrossings en dus gemiddeld 17-34 minimum bias gebeurtenissen. Zo een snelle responstijd vergt een gesofistikeerde uitleeselectronica.

Voorts zal pile-up ook zeer kleine detectorcellen eisen, om de waarschijnlijkheid te beperken dat een deeltje van de pile-up door hetzelfde detector elementje gaat als een interessant object (bv. een foton van een BEH-boson verval). Dit impliceert dus een groot aantal elektronische kanalen, een zeer precieze calibratie, verwerking, ... (in het bijzonder bij de spoordetector).

QCD achtergrond

Wanneer we in staat zijn om de hoge Q^2 -transfer interacties af te zonderen, zullen we snel bemerken dat het niet evident is om de interessante gebeurtenissen te onderscheiden van de enorme QCD jet productie ('QCD achtergrond'). Deze jets zullen gevormd worden bij de fragmentatie van tal van gluonen en quarks⁵, die als eindtoestand in de vele QCD Feynmandiagramma voorkomen. In vergelijking met

⁵Dit is een rechtstreeks gevolg van de QCD quark confinement, waarvoor we terug naar paragraaf 1.1.3 verwijzen.

deze jetproductie, zijn de interessante processen aan de LHC zeer zeldzaam, omdat deze vaak de productie van een zwaar deeltje eisen, of louter een kleine werkzame doorsnede hebben. In figuur 2.7 zien we bijvoorbeeld dat bij een massamiddelpunts-energie $\sqrt{s} = 14$ TeV de werkzame doorsnede voor de productie van een 500 GeV zwaar BEH-boson typisch 1 pb bedraagt, terwijl die voor de productie van een $\bar{b}b$ -paar al meer dan $100 \mu\text{b}$ is, dus 8 grootte-orde groter! Het zal dan ook onmogelijk zijn om een $\text{BEH} \rightarrow \text{jets}$ ⁶ verval aan te tonen. In plaats daarvan moet men er dus alles aan doen om de andere vervalkanalen voor het BEH-boson (bijvoorbeeld naar 2 fotonen, of naar leptonen) zo goed mogelijk te detecteren. Dit zal onder andere een zeer precieze energie-resolutie eisen van de elektromagnetische calorimeters. Daar over het algemeen lepton- of fotonverval minder zal voorkomen dan een verval in quarks, is de prijs die we betalen om ons te verlossen van de QCD achtergrond, een kleinere voorkomingsfrequentie.

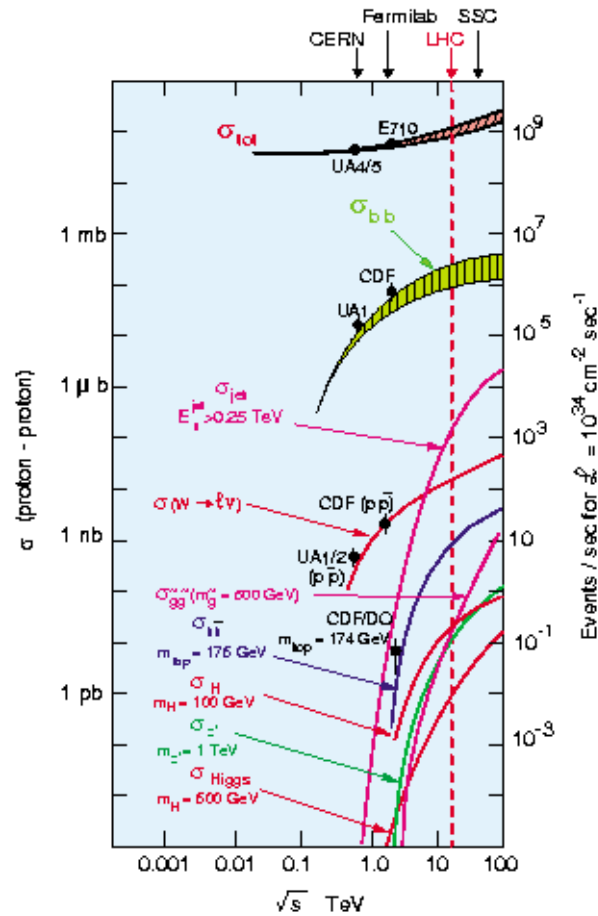
Triggering

We kunnen dus besluiten dat de datastroom immens zal zijn. Online selecteren van interessante gegevens zal dus noodzakelijk blijken om de gebeurtenisfrequentie te reduceren van 10^9 Hz tot ~ 100 Hz, wat het geschatte maximum is dat kan worden gestockeerd voor offline analyse. Deze selectie, ‘triggering’ genaamd, is van cruciale waarde in het ontwerp van een detector, omdat de selectie onomkeerbaar is en dus de hele verdere analyse zal bepalen.

Stralingsresistentie

Tot slot, maar niet van de allermindste eisen, moet al deze elektronica bestand zijn tegen een enorme hoeveelheid straling. Zo zal bijvoorbeeld de flux aan neutronen op 10 jaar oplopen tot 10^{17} neutronen/cm² in de voorwaartse calorimeter. Deze hoge fluxen kunnen leiden tot schade aan de detectoronderdelen, met als gevolg een reductie van het gecollecteerde signaal, of erger, een totale detector stop. Elk stukje detectormaterie zal bijgevolg aan hoge stralingseisen moeten voldoen.

⁶Een uitzondering hierop vormt het $\text{BEH} \rightarrow b\bar{b}$ verval, dat mits een efficiënte b -tagging alsnog onderscheidbaar wordt.



Figuur 2.7: Werkzame doorsnedes en interactiefrequentie bij een luminositeit van $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ van verscheidene processen in functie van de massa middelpuntsenergie \sqrt{s} .

2.1.4 Korte schets van het fysica programma aan de LHC

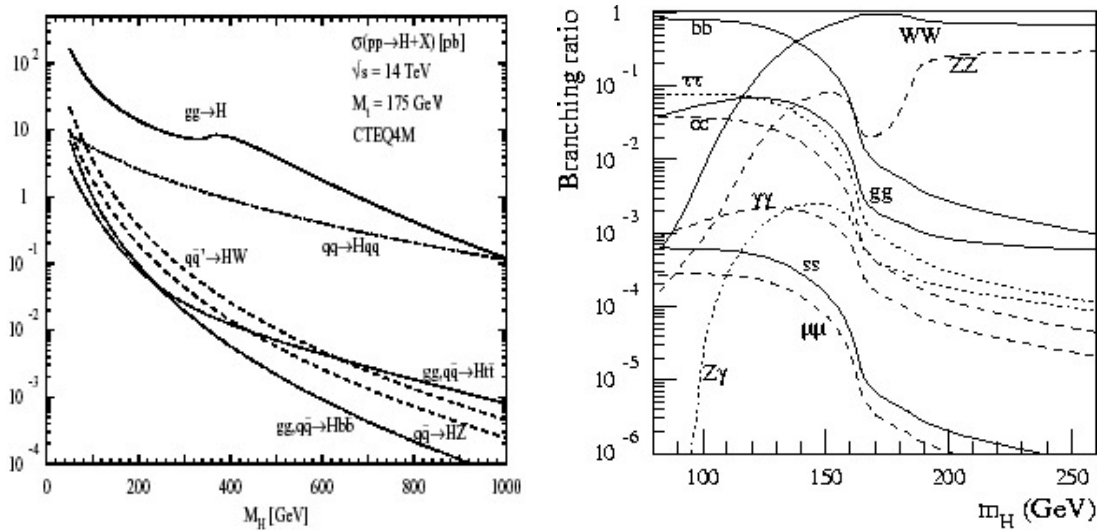
We zullen nu een opsomming geven van de belangrijkste doelstellingen in de LHC-experimenten.

Zoektocht naar het SM BEH-boson

Een belangrijke moeilijkheid bij het zoeken van het SM BEH-boson, is het feit dat we zijn massa niet kunnen voorspellen. Wel heeft men enkele experimentele grenzen kunnen afleiden. Zo bekwam men uit het LEP2 experiment een onderlimimiet op de BEH-massa van 114,1 GeV, terwijl men uit elektrozwakke precisiedata kon halen

dat $m_{BEH} < 196$ GeV moet zijn (waarbij beide limieten zijn berekend met een 95% betrouwbaarheidsinterval) [19].

De productie van het BEH-boson aan de LHC zal over het gehele massa domein worden gedomineerd door gluon-gluon fusie $gg \rightarrow H$. De werkzame doorsnede voor het zwakke boson fusiekanaal $qq \rightarrow qqH$ bedraagt $\sim 10\%$ van de $gg \rightarrow H$ werkzame doorsnede, maar wordt belangrijk voor zeer hoge BEH-boson massa's. Deze productiekanalen, alsook de vertakkingsverhoudingen (Engels \rightarrow Branching Ratios) van dit BEH-boson worden in figuur 2.8 in functie van zijn massa m_H geplott.



Figuur 2.8: links: BEH-bosonproductie werkzame doorsnede (in pb) aan de LHC in functie van de BEH-massa.

rechts: de belangrijkste BEH-bosonvertakkingsverhoudingen in functie van de BEH-massa, rekening houdend met de QCD en elektrozwakke radiatieve correcties.

We onderscheiden hierin volgende gebieden [20]:

- $m_{BEH} < 120 \text{ GeV}/c^2$

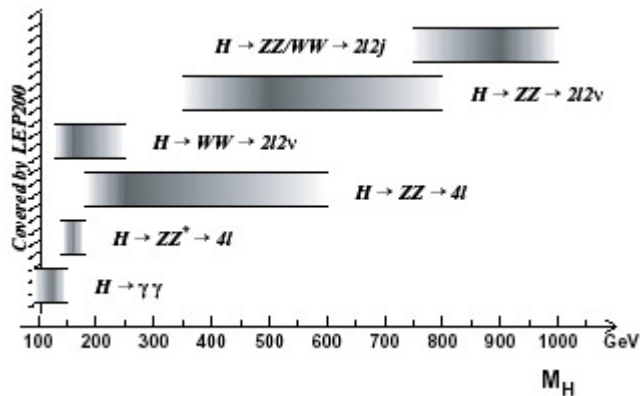
Het verval naar een $b\bar{b}$ -paar is ruim dominant, maar is experimenteel zeer moeilijk te detecteren door de enorme QCD achtergrond. Het meest beloftevolle kanaal in deze lage massaregio is het vervalkanaal $H \rightarrow \gamma\gamma$, dat leidt tot een zeer zuiver onderscheidbaar signaal. Een nadeel is wel zijn lage vertakkingsverhouding: $\sim 2 \times 10^{-3}$.

- $120 \text{ GeV}/c^2 \leq m_{BEH} \leq 2m_{Z^0}$

In dit gebied wordt het beste signaal verkregen van het kanaal $H \rightarrow Z^{(*)}Z^* \rightarrow l^+l^-l^+l^-$. Het * wijst op de virtualiteit van het Z-boson. Net zoals in het $H \rightarrow \gamma\gamma$ verval zal ook dit proces een lage BR hebben ($1,2 \cdot 10^{-3}$), maar een duidelijk signaal geven door de aanwezigheid van de vier geïsoleerde, energierijke leptonen.

- $2m_{Z^0} < m_{BEH}$

De Z^0 -bosonen zullen nu voor het merendeel reëel zijn. Door de kleiner wordende BEH-bosonproductie bij stijgende BEH-massa, zal men voor hoge BEH-massa's nog andere vervalkanalen in rekening moeten brengen om aan de nodige statistiek te geraken. Buiten het verval $H \rightarrow ZZ \rightarrow l^+l^-l^+l^-$, zal men nu ook de kanalen $H \rightarrow ZZ \rightarrow l^+l^-\nu\bar{\nu}$ en $H \rightarrow W^+W^- \rightarrow l\nu + 2jets$ analyseren.



Figuur 2.9: Overzicht van de best detecteerbare vervalkanalen van het SM BEH-boson in functie van zijn massa

Supersymmetrie?

Zoals we zagen, zijn er gegronde redenen om aan te nemen dat het Standaard Model niet de ultieme theorie is en dat het Minimaal SuperSymmetrisch Model een zeer overtuigende uitbreiding kan zijn. Een belangrijke uitdaging voor de CMS en ATLAS experimenten wordt dan ook om uitsluitel te brengen over de vraag of de natuur al dan niet voor supersymmetrie heeft gekozen. Indien dit het geval is, wil men een uitgebreide zoektocht starten naar deze SUSY deeltjes, hun massaspectrum, en de SUSY parameters.

Precisiemetingen binnen QCD en de elektrozwakke theorie

Aan de LHC is de t - en b -quarkproductie zeer groot. Men wil hier dan ook gebruik van maken om de top-massa tot $\sim 1 \text{ GeV}/c^2$ nauwkeurig te bepalen. Voorts zal men zijn zeldzame vervalmoden bestuderen, en een bepaling maken van de topspin. Voor de b -quarks, of beter, voor de resulterende B -hadronen, zal men trachten eigenschappen af te leiden die een betere identificatie als ‘ b -jet’ toelaten, de zogenaamde b -tagging⁷. Tot slot wil men een betere kennis van de CP brekende parameters (bv. Cabbibo-Kobayashi-Maskawa matrix), alsook een precieze bepaling van de elektrozwakke parameters (bv. W-massa en Weinberghoek, ...). Al deze metingen zullen vooral bij de lage luminositeitsfase van de LHC worden uitgevoerd.

Zware ionen fysica

Zoals reeds vermeld, zal de LHC ook in staat zijn om zware loodionen te versnellen met een $\sqrt{s} \simeq 1150 \text{ TeV}$. De detectie van hun botsingen zal gebeuren met de ALICE detector, met als hoofddoel een uitgebreide zoektocht naar het quark-gluon plasma.

Met deze doelstellingen, en de eisen die ze stellen voor de bouw van een detector in het achterhoofd, zullen we in de volgende sectie een beschrijving geven van de CMS detector.

⁷De verschillende algoritmes die kunnen gebruikt worden voor b -tagging zullen in paragraaf 3.2.3 worden toegelicht.

2.2 Het CMS experiment

2.2.1 De Compact Muon Solenoid: een eerste kennismaking

De CMS detector [21] is in de eerste plaats ontworpen voor de ontdekking van nieuwe fysica in de hoge luminositeitsfase van de LHC. Zoals vele vroegere detectors bij botsingsexperimenten, zal ook de CMS detector uitgerust zijn met verscheidene subdetectors, die zoals de schillen van een ajuin rond het interactiepunt zijn opgebouwd. Al deze onderdelen zullen hun eigen doelstellingen hebben, en bijdragen tot de gewenste werking van de gehele detector. Figuur 2.10 toont een 3-dimensionaal beeld van de CMS detector. Men onderscheidt muonkamers, calorimeters en een spoordetector.

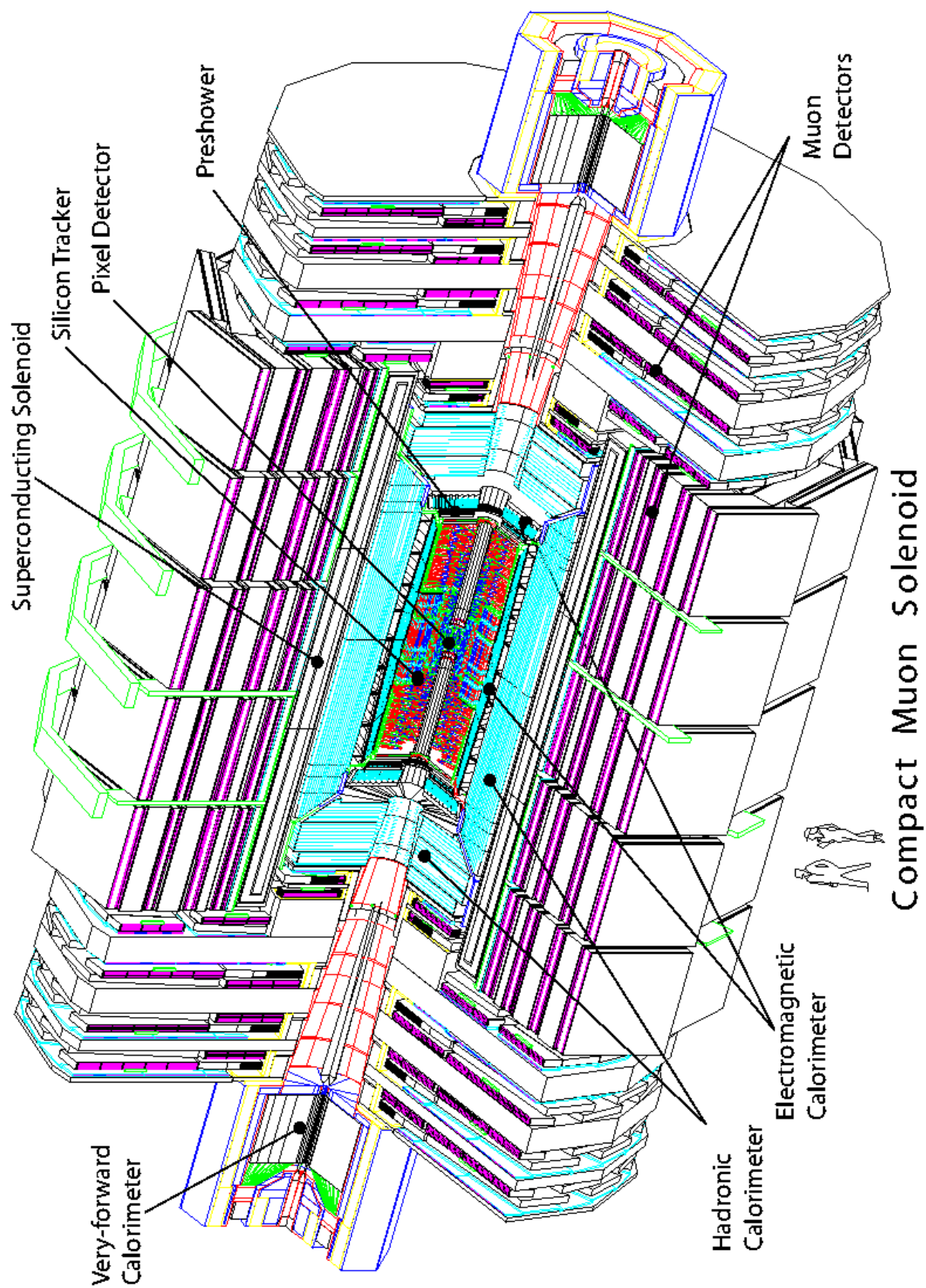
Voor de bepaling van het transvers impulsmoment zal men gebruik maken van de kromming van geladen deeltjes in een magnetisch veld, dat zal opgewekt worden door een supergeleidende solenoïde. Binnen deze solenoïde zal een uniform magnetisch veld heersen van 4 T. Door de grote dimensies van de spoel (13 m lang en 3 m straal) kan men zowel het trackersysteem, als de elektromagnetische en hadronische calorimeter erbinnen monteren, waardoor de metingen van de calorimeters niet kunnen worden beïnvloed door het spoelmateriaal. Buiten de magneet volgen nog de muonkamers, die zijn ingebed in een groot ijzeren juk. Dit juk zal enerzijds voor het sluiten van de magnetische veldlijnen zorgen, en anderzijds als absorber optreden bij de muondetectie.

Voor we nu verder gaan met een gedetailleerdere beschrijving van de onderdelen, zullen we eerst de pseudorapiditeit η introduceren. Deze veel gebruikte, Lorentz-invariante parameter wordt gedefinieerd als:

$$\eta = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{p+p_z}{p-p_z} \right) \simeq -\ln \tan \left(\frac{\theta}{2} \right)$$

waarbij θ de hoek voorstelt waarin het deeltje wordt uitgezonden ten opzichte van de bundelas, en $p_z = p \cos \theta$ de z -component van de deeltjesimpuls is. De distributie van het aantal deeltjes $dN/d\eta$ in functie van de pseudorapiditeit blijkt ongeveer constant te zijn⁸.

⁸Dit geldt althans voor een pseudorapiditeitsdomein $|\eta| \leq 5$, overeenkomstig met een θ -waarde gaande van 1° tot 179° .

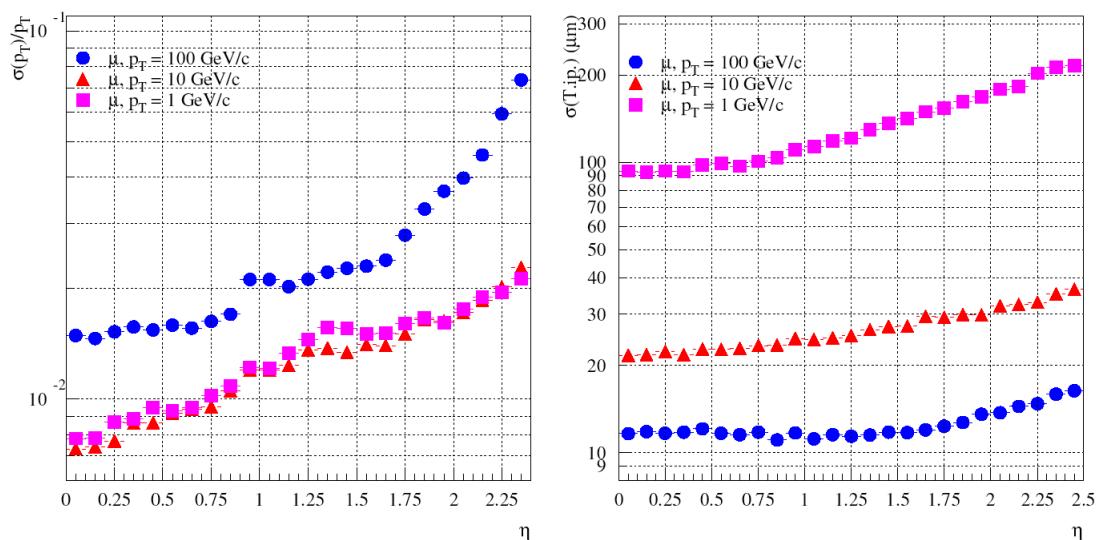


Figuur 2.10: De CMS detector

2.2.2 Het tracking system

Doelstellingen

De CMS tracker [18, 22] moet in staat zijn om de sporen van geladen deeltjes te reconstrueren, en dit tot een zo laag mogelijke p_T -waarde (~ 1 GeV/c bij hoge luminositeit). Voor geïsoleerde sporen wenst men een reconstructie-efficiëntie van 95%, terwijl men voor sporen die deel uitmaken van jets een efficiëntie van 90% beoogt, dit voor $|\eta| < 2,4$. De verlangde impulsresolutie voor deeltjes met een hoge p_T is $\Delta p_T/p_T \simeq 0,1 p_T$ (met p_T in TeV/c). De resoluties op p_T en op de transversale impactparameter⁹ worden in functie van de pseudorapiditeit geploteerd in figuur 2.11. Al deze eisen leiden tot de noodzaak aan tracker-onderdelen met een zeer



Figuur 2.11: Resolutie van het transvers impulsmoment en de transversale impactparameter voor muonen in de CMS detector.

hoge detectie-efficiëntie, en een zeer goede ruimtelijke resolutie ($\sim 25 \mu\text{m}$). Deze ruimtelijke resolutie zal ook nodig zijn voor het opsporen van secundaire vertices, waarvan de karakteristieken bepalend zullen zijn voor de identificatie van b -jets en τ 's.

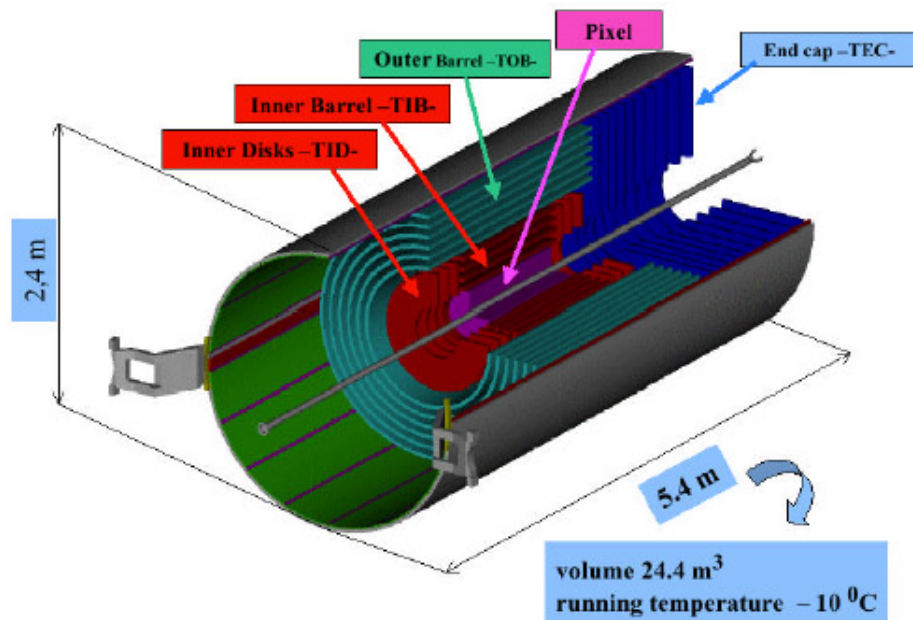
Verder vereisen de interactiesnelheid en de deeltjesflux aan de LHC dat de detectie

⁹De transversale impactparameter is de component van de impactparameter loodrecht op de bundelas. De impactparameter van een deeltje wordt gedefinieerd als de kleinste afstand van zijn spoor tot de primaire interactievertex.

zeer snel verloopt, dat de detectiecellen zeer klein zijn om de superpositie van meerdere tracks klein te houden (wat leidt tot maar liefst 10^8 uitleeskanalen!), en tot slot, dat al het gebruikte materiaal zo resistent mogelijk is tegen de hoge stralingsdosis. Aangezien de tracker zich vóór de elektromagnetische calorimeter bevindt, en bremsstrahlung en paarvorming de nauwkeurigheid van de calorimeter verminderen, is het aan te raden om de tracker op te bouwen uit zo licht mogelijke materialen.

Overzicht van de tracker

Figuur 2.12 toont een longitudinale snede van het tracker-systeem. Beginnend aan het interactiepunt, zien we dat de tracker is opgebouwd uit een Pixel detector, gevolgd door de Silicon Strip Tracker (SST).



Figuur 2.12: Onderdelen van het tracker-systeem in de CMS detector

De silicium pixeldetector bestaat uit drie cilindrische barrel lagen en twee paar schijven in de endcaps, zo dat steeds op drie punten wordt gemeten voor $|\eta| < 2,2$ [23]. De drie barrel-lagen bevinden zich op een straal van 4,4 , 7,5 en 10,2 cm, terwijl de twee schijven in de endcaps gemonteerd zijn op $|z|=34,5$ en 46,5 cm. Op termijn zijn er plannen om een derde paar schijven toe te voegen aan de pixel-detector. De pixels in de barrel staan in voor de meting van de ϕ - en z -componente, terwijl

de pixels in de schijven de ϕ - en R -componente meten. De grootte van een pixel bedraagt $150 \mu\text{m} \times 150 \mu\text{m}$, terwijl de hit resolutie ongeveer $10 \mu\text{m}$ bedraagt op de ϕ -componente en $17 \mu\text{m}$ voor R en z . Door de straling zal, bij hoge luminositeit, de binnenste laag operationeel zijn voor een 2-tal jaar, de middelste voor 5 jaar, en de buitenste zou een 10-tal jaar moeten meegaan.

De Silicium Strip Tracker (SST) is verdeeld in vier delen (zie fig. 2.12). De Inner barrel (TIB) bestaat uit vier cilindrische lagen, gesloten door drie paren disks (inner disks - TID). Dit alles wordt dan omringt door zes cilindrische lagen van de outer barrel (TOB) en de negen paren disks van de endcaps (TEC). De barrel modules zijn gedraaid over een hoek van 7° ten opzichte van radiale richting om het effect van magnetisch veld op de driftrichting van de ladingsdragers te compenseren, wat niet nodig is in de end-disks. De disks van de TID bestaan uit drie ringen van modules, de TEC disks uit zeven. De eerste twee lagen van de TIB en TOB, de eerste twee ringen van de TID, en de 1ste, 2de en 5de ring van de TEC zijn voorzien van dubbelzijdige modules. De combinatie van de twee uitleeszijdes laat toe om de 2de te bepalen coördinaat veel preciezer te meten.

Om een idee te geven: het totale detectie-oppervlak van de CMS silicium tracker bedraagt 223 m^2 !

2.2.3 De elektromagnetische calorimeter

Het doel van de elektromagnetische calorimeter (ECAL) [24, 18] is om de energie van fotonen en elektronen te absorberen, en een signaal te geven evenredig met de afgezette energie. In de vorige sectie wezen we er al op dat bijvoorbeeld de zoektocht naar het BEH-boson een zeer nauwkeurige elektromagnetische calorimeter vereist. De energieresolutie moet excellent zijn, wat leidt tot keuze van een homogene kristallen calorimeter. De uitlezing van de kristallen moet zeer vlug gebeuren wil men de ECAL informatie gebruiken bij het triggeren. In de CMS detector opteerde men voor loodtungstaat (PbWO_4) kristallen. De redenen voor deze keuze zijn een korte scintillatie vervaltijd, de korte radiatielengte ($X_0 = 0,89\text{cm}$), en een grote duurzaamheid bij hoge radiatie. Men zal de kristallen monteren volgens de ϕ - en η -richting. Op deze manier haalt men een granulariteit in $\Delta\eta \times \Delta\phi$ van $0,0175 \times 0,0175$ rad in de barrel regio, en $0,05 \times 0,05$ rad in het voorwaarts gedeelte.

In de endcaps, voor $|\eta| > 1,65$, volstaat deze granulariteit niet om een onderscheid te maken tussen de twee fotonen afkomstig van een π^0 -verval. Om deze π^0/γ schei-

ding te verbeteren, zal men een ‘preshower’ bestaande uit twee lood/siliciumdetector lagen plaatsen voor de kristallen in de regio $1,65 < |\eta| < 2,61$.

2.2.4 De hadronische calorimeter

Het doel van de hadronische calorimeter (HCAL) [25, 26, 18] is het meten van de energie en richting van de hadronjets. Een fijne segmentatie zal noodzakelijk zijn om nauw samenlopende jets van elkaar te kunnen scheiden. Ook zal men trachten de HCAL zo hermetisch mogelijk te sluiten rond het interactiepunt, om zo een betrouwbare meting te hebben van de ontbrekende E_T . Deze precieze kennis is bijvoorbeeld zeer belangrijk voor de detectie van supersymmetrie.

De hadronische calorimeter bestaat uit twee gescheiden delen: de ‘centrale’ calorimeter en de ‘very forward’ calorimeter (HF), waarbij de centrale calorimeter nog wordt opgedeeld in een barrel (HB) en endcap (HE) calorimeter (fig. 2.10). Zowel de HB als de HE liggen binnen de solenoïde, waardoor enkel non-ferromagnetisch materiaal kan gebruikt worden. Beide delen zijn sampling calorimeters waarbij plastic scintillatoren afgewisseld worden met 5 cm dikke koperen absorbers. Voor de uitlezing van deze scintillatoren gebruikt men golflengte verschuivende plastic vezels en fotodetectors. Deze centrale calorimeter dekt een η -regio tot $|\eta| < 3.0$.

Om de HCAL nog beter te sluiten, zal men dus een van de centrale calorimeter gescheiden ‘very forward’ calorimeter installeren die zorgt voor een η -bereik tot $|\eta| < 5.0$ en die men rond de bundelas zal monteren op een 6-tal meter afstand van de HE. Hier zal men als actief medium kwartsvezels en als absorber staal gebruiken. De dikte van de HCAL is voor het hele η -gebied groter dan 11 nucleaire interactielengtes, zodat steeds quasi de volledige hadronische showers zullen geabsorbeerd worden.

2.2.5 De muonkamers

Het muonsysteem [27] zal drie taken op zich nemen: muon identificatie, bepaling van de impuls van het deeltje, en tenslotte een eerste stap in het triggersysteem. Daar muonen, in tegenstelling tot de meeste geladen deeltjes, niet veel met materie interageren, kan men de muondetector buiten de magneetspoel plaatsen, dus na de calorimeters. De totale dikte van de absorber tot de laatste muonkamers, bedraagt ongeveer 16 nucleaire interactielengtes, waaruit we dus mogen besluiten dat enkel muonen (en ondetecteerbare deeltjes) deze laatste kamers zullen bereiken.

Aangezien veel nieuwe fysica zal gekenmerkt zijn door de aanwezigheid van ener-

gierijke muonen, zal het muonsysteem gebruikt worden voor de eerste triggering op de interacties: een p_T -snede op de gedetecteerde deeltjes. Dit houdt in dat de detectie en de impulsmeting zeer snel moeten verlopen, en dat het signaal met de juiste bundelbotsing wordt geassocieerd. Deze p_T -waarde wordt in het muonsysteem op twee verschillende manieren gemeten. Enerzijds kan men deze waarde halen uit de kromming van de baan van het muon in het magnetisch veld in het ijzeren juk. Anderzijds kan men de p_T -waarde berekenen uit de bewegingsrichting van het muon in het transvers vlak, gemeten juist na de magneetspoel. Men kan immers aantonen dat de hoek tussen deze bewegings- en de radiële richting rechtstreeks gelinkt is aan het transvers impulsmoment.

Iets meer technisch nu. Zoals we op figuur 2.13 kunnen zien, wordt ook voor het muonsysteem de opsplitsing gemaakt tussen een centraal en voorwaarts gedeelte.

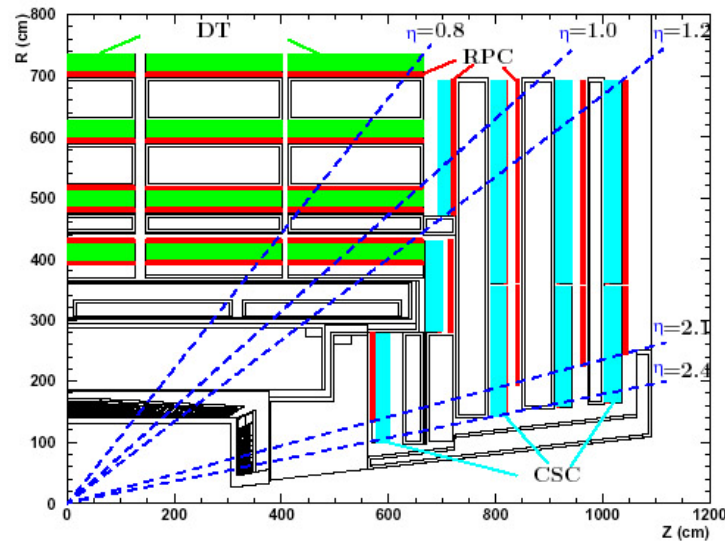
Het centrale gedeelte ($|\eta| < 1.2$) bestaat uit vijf tegen elkaar geschoven wielen, die allen verdeeld zijn in 12 gelijke 30° -sectoren. In elke sector onderscheidt men vier muonkamers, behorend tot de vier concentrische detectiestations van het muonsysteem (in het paars gekleurd in fig. 2.10). Ieder station bevat een module drift tubes, gecombineerd met één laag Resistive Plate Chambers (RPC's) in de buitenste twee detectiestations, en twee lagen voor de binnenste twee stations.

Ook in de voorwaartse delen ($1,2 < |\eta| < 2,4$), bezit de muondetector vier muonstations. Elk station bestaat hier uit Cathode Strip Chambers (CSC's) tot $|\eta| = 2,4$ en RPC's tot $|\eta| = 2,1$. Al deze onderdelen van het muonsysteem worden geïllustreerd in figuur 2.13. We zullen nu een korte beschrijving geven van de drie technologieën die gebruikt worden bij de muondetectie [28, 18].

Drift tubes

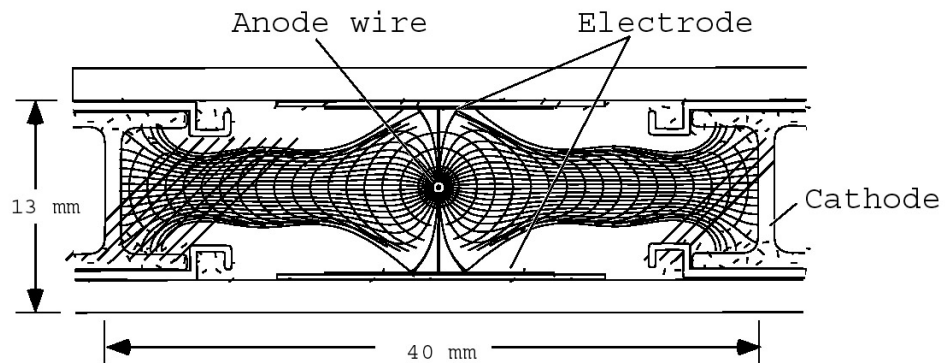
De in CMS gebruikte drift tubes (DT) meten $4 \times 1,1 \text{ cm}^2$, en zijn gevuld met een Ar-CO₂ gasmengsel. Daar DT's een vrij grote responstijd hebben ($\sim 400 \text{ ns}$), kunnen ze enkel in het centraal gedeelte van het muonsysteem worden gebruikt, waar men een deeltjesflux veronderstelt kleiner dan 10 Hz/cm^2 . Deze responstijd komt overeen met de maximale drifttijd van elektronen, gemeten in de DT's. Het magnetisch veld tussen de platen van het ijzeren juk is praktisch nul, waardoor de elektron driftlijnen tevens onverstoord blijven.

Elk centraal muonstation bevat twaalf lagen DT's, gegroepeerd per vier. Twee groepen meten de coördinaat van het doorgangspunt in het (R, Φ) -vlak, terwijl de



Figuur 2.13: Het CMS muonsysteem

laatste de z -coördinaat meet. De ruimtelijke resolutie van elke laag is beter dan $250 \mu\text{m}$. Wanneer we voor een groep de vier drifttijd metingen middelen, wordt de tijdsresolutie van de DT's $\sim 5 \text{ ns}$.

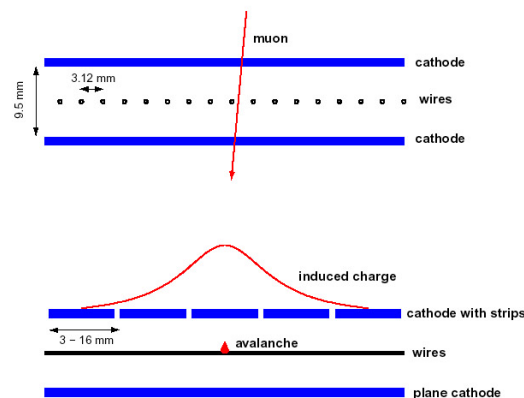


Figuur 2.14: Dwarse doorsnede van een drift tube; ook de driftlijnen en isochronen bij een bepaald voltage van de elektrodes worden geïllustreerd.

Cathode strip chambers

De relatief lange drifttijd in de DT's is niet acceptabel voor de voorwaartse delen van de detector, waar de deeltjesflux veel hoger is. Ook zullen de muonkamers in

de endcaps onderhevig zijn aan een intenser magnetisch veld, waardoor de drift van de elektronen volledig verstoord wordt. Vandaar dat men hier opteert voor Cathode strip chambers (CSC's), proportionele veeldradenkamers waarin één van de kathodeplaten in strips, loodrecht op de draden, is verdeeld. Wanneer een ioniserend deeltje passeert, ontstaat er lawine van elektronen aan een nabij gelegen anodedraad. Men kan aantonen dat men uit de fracties lading die geïllustreerd worden aan de strips, de track positie langs de draad kan bepalen tot $100 \mu\text{m}$ of beter. De werking van de CSC wordt geïllustreerd in figuur 2.15. Wanneer de draden voldoende nauw bij elkaar liggen, zijn de CSC's zeer snel in hun detectie. Andere voordelen: men verkrijgt reeds een meting van de twee coördinaten in dezelfde laag, en de CSC's functioneren nog steeds nauwkeurig in een niet-uniform magnetisch veld. De CSC's in CMS bezitten een trapezoïde-vorm en zijn gevuld met een Ar-CO₂-CF₄ gasmengsel. Elk voorwaarts muonstation bevat zes lagen CSC's.



Figuur 2.15: Principe van de coördinaatbepaling met kathode stripkamers. De bovenste figuur is een doorsnede evenwijdig met een kathodestrip, de onderste een snede evenwijdig met de draden.

Resistive plate chambers

Het muonsysteem zal zoals reeds vermeld ook bijdragen tot de triggering, waarvoor detectors nodig zijn met een reactiesnelheid lager dan een LHC pp -botsingsinterval. Resistive plate chambers (RPC's) voldoen met een tijdsresolutie kleiner dan 3 ns aan deze eis. Met in totaal een 160000 cellen bezetten de RPC's een η -regio $|\eta| < 2,1$. In het centraal gedeelte bezitten de twee binnenste stations twee lagen RPC's, de buitenste twee slechts één laag. Ook in het voorwaardse gedeelte zal men één laag

RPC's in de kamers installeren. Met deze opstelling, zal men in staat zijn om te triggeren op muonen met een lage p_T -waarde (typisch 3,5 GeV in het eerste station). Deze triggering zullen we nu uitgebreider bespreken in de volgende sectie.

2.3 Het triggersysteem voor de CMS detector

2.3.1 Overzicht

Een triggersysteem is een essentieel onderdeel voor een experiment aan de LHC, omdat de gegevensproductie in de detector veel te groot zal zijn om rechtstreeks weg te schrijven. De LHC-protonenbundels zullen elkaar kruisen met een frequentie van 40 MHz. Bij hoge luminositeit zullen per protonkruising een 20 tal inelastische pp botsingen optreden, waarvoor men ongeveer 1 MB aan schijfruimte nodig heeft voor stockage. Dit zou resulteren in een datastroom van 4×10^7 MB/s, wat ver boven de haalbare waarden van zowel transfer, stockage als analyse ligt.

De trigger is ontworpen om bij de volle bundel kruisingsfrequentie enkel de interessante gebeurtenissen te selecteren uit de verwachte datastroom van 10^9 gebeurtenissen per seconde. De maximum bandbreedte voor het opslaan van gebeurtenissen wordt geschat op 10^2 Hz, wat een reductiefactor inhoudt van 10^7 . Deze factor is te hoog om in één enkele stap door te voeren, wil men een hoge selectie-efficiëntie voor interessante gegevens behouden. Vandaar dat men de gehele selectie heeft opgesplitst in twee delen. De eerste stap, de ‘Level-1 Trigger’, is ontwikkeld voor een reductie van de stroom gebeurtenissen tot minder dan 100 kHz. Vervolgens zal men in de tweede stap, de ‘High-Level Trigger’ een verdere reductie doorvoeren tot de maximum toelaatbare output frequentie van 100 Hz.

De belangrijkste eisen vanuit fysisch oogpunt voor het CMS-triggersysteem zijn:

- De selectie moet voldoen aan de behoeften van het CMS fysicaprogramma; de efficiëntie voor de fysisch interessante gebeurtenissen moet zo hoog mogelijk zijn.
- De selectie moet zo inclusief mogelijk zijn. We bedoelen hiermee dat er aan de CMS nieuwe, onverwachte fenomenen kunnen optreden en dat de trigger hiervoor moet openstaan. De selectie-criteria mogen er dus niet toe leiden dat zulke gebeurtenissen verworpen worden.
- De finale selectie moet ook data samples bevatten om nadien, off-line, de trigger- en reconstructie-efficiënties te kunnen berekenen.
- De geselecteerde gebeurtenissen moeten informatie bevatten over de reden van hun selectie, dit als hulp voor de off-line analyse.

2.3.2 Level-1 Trigger

Layout

Het Level-1 (L1) Trigger systeem [29] is volledig gebaseerd op hardware, en gebruikt enkel informatie van de calorimeters en het muonsysteem. Het bestaat eerst uit een ‘regionale’ fase, waarin de calorimeter- en muondata lokaal geanalyseerd wordt met als doel een ruwe reconstructie van jets en leptonen. Beide bijdragen worden dan gecombineerd om het ontbrekende transvers impulsmoment te bepalen. De L1-triggers zullen nu, gebruik makend van al deze informatie, hun selectie doorvoeren. Hiervoor zal men, om de dode tijd van het triggersysteem te verkleinen, gebruik maken van een ‘pipeline data flow’, wat dus zorgt voor een kanalisering van het inkomende signaal. Deze eerste selectie neemt maximaal $3,2 \mu\text{s}$ in beslag. De beslissing of de trigger een bepaalde botsing accepteert of niet wordt naar het readout systeem getransfereerd.

De Level-1 bandbreedteverdeling en drempelwaarden

Zoals vermeld zal de maximale bandbreedte voor het doorsturen van gegevens na de L1 trigger respectievelijk 100 kHz (50 kHz) bedragen voor hoge (lage) luminositeit. Deze waarden zal men echter reduceren met een ‘safety factor’ van drie tot 33 en 16 kHz, dit om tegemoet te komen aan alle onzekerheden op de simulatie van de fysische basisprocessen, de CMS detector en de bundel-eigenschappen. De zo bekomen totale bandbreedtes moeten nu op een zo goed mogelijke manier verdeeld worden over de verschillende triggers. Als basis voor de invulling van de bandbreedtes en drempelwaarde(n) voor de verschillende triggers, neemt men de eisen en sneden die voortvloeien uit de simulatiestudies van bepaalde fysisch interessante doelprocessen. Zo zal bijvoorbeeld het $H \rightarrow \gamma\gamma$ verval bijdragen tot de waarden van de bandbreedte en de p_T -drempel in de di-fotontrigger.

De tabellen 2.1 en 2.2 tonen de uiteindelijke optimale verdeling van de bandbreedtes over de verschillende triggers met de corresponderende drempelwaarden op p_T . Hierin valt op dat een 2-jets trigger niet bestaat. Dit omdat alle QCD gebeurtenissen een tweede jet zullen bezitten, die weliswaar een lagere p_T -waarde zal bezitten dan de eerste, maar altijd aanwezig zal zijn in de gebeurtenis.

Trigger	<i>Drempel</i> (GeV/c)	<i>Bandbreedte</i> (kHz)	<i>Cumulatieve bandbreedte</i> (kHz)
geïsoleerd elektron/foton	29	3,3	3,3
di-elektron/di-foton	17	1,3	4,3
geïsoleerd muon	14	2,7	7,0
di-muon	3	0,9	7,9
één τ -jet	86	2,2	10,1
twee τ -jets	59	1,0	10,9
1-jet,3-jets,4-jets	177, 86, 70	3,0	12,5
jet* E_T^{miss}	88*46	2,3	14,3
Elektron*jet	21*45	0,8	15,1
Minimum-bias (calibratie)		0,9	16
TOTAAL			16

Tabel 2.1: Level-1 bandbreedteverdeling over de verschillende triggers met hun bijbehorende p_T -drempelwaarde bij lage luminositeit.

Trigger	<i>Drempel</i> (GeV/c)	<i>Bandbreedte</i> (kHz)	<i>Cumulatieve bandbreedte</i> (kHz)
geïsoleerd elektron/foton	34	6,5	6,5
di-elektron/di-foton	19	3,3	9,4
geïsoleerd muon	20	6,2	15,6
di-muon	5	1,7	17,3
één τ -jet	101	5,3	22,6
twee τ -jets	67	3,6	25,0
1-jet,3-jets,4-jets	250, 110, 95	3,0	26,7
jet* E_T^{miss}	113*70	4,5	30,4
Elektron*jet	25*52	1,3	31,7
Muon*jet	15*40	0,8	32,5
Minimum-bias (calibratie)		1,0	33,5
TOTAAL			33,5

Tabel 2.2: Level-1 bandbreedteverdeling over de verschillende triggers met hun bijbehorende p_T -drempelwaarde bij hoge luminositeit.

2.3.3 High-Level Trigger

Layout

Wanneer een gebeurtenis geaccepteerd is door de L1 Trigger, wordt zijn data doorgezonden naar de verdere niveau's: de High Level Trigger (HLT) [30]. De HLT zal beroep doen op een online reconstructie van de gebeurtenissen, die zal gebeuren in een 'farm' die verschillende duizenden computers bevat. De gebruikte algoritmen zijn nu dus in software geïmplementeerd. De HLT zal werken als een reeks van filters die, hoe verder de selectie, steeds preciezere informatie eisen, en steeds gecompliceerdere algoritmen gebruiken. De stijgende CPU-tijd zal dus gecompenseerd worden met een steeds lagere hoeveelheid doorgelaten gegevens. De eerste filter, de zogenaamde Level-2 Trigger (L2), zal enkel de volledige informatie gebruiken van de calorimeters en de muonkamers. Deze L2 trigger moet de bandbreedte verlagen met een factor 10.

De data van de tracker, die maar liefst $\sim 80\%$ van de gemiddeld 1 MB grote botsingsdata uitmaken, vereisen meer complexe algoritmen voor de trackreconstructie. Vandaar de keuze om deze reconstructie pas te gebruiken na de L2 trigger. Deze geavanceerdere Level-3 algoritmes zullen dus, naast de calorimeter- en muoninformatie, ook gebruik maken van de spoorreconstructie. Toch zijn deze twee niveau's niet volledig gescheiden. Zo bestaan er bijvoorbeeld ook 'Level-2.5-algoritmes', die al een deel van de tracker informatie gebruiken, bijvoorbeeld de pixel-hits.

Tot slot moet worden opgemerkt dat de ontwikkeling van het selectiesysteem in de hogere niveau's nog volop wordt bijgestuurd. Uit de simulaties en analyses van een bepaald uitgekozen reactiekanaal kan men bepaalde eisen en sneden halen om de signaal/achtergrond verhouding voor die specifieke kanalen zo zuiver mogelijk te krijgen. Op basis van deze informatie zal men wijzigingen kunnen aanbrengen in de gebruikte algoritmen in de HLT.

Een zeer belangrijk voordeel van de software-implementatie is dan ook dat de gebruikte algoritmes en snedes gemakkelijk kunnen aangepast worden indien er nieuwe fysica zou optreden binnen de detector, en deze nieuwe eisen zou stellen voor het triggersysteem.

De HLT bandbreedteverdeling en drempelwaarden

Zoals vermeld zal de HLT de datastroom moeten reduceren tot een bandbreedte van ~ 100 Hz, wat de maximum hoeveelheid gegevens is die kan worden weggeschreven voor off-line analyse. Tabel 2.3 geeft de huidige drempelwaarden en bandbreedte-

Trigger	Drempel (GeV/c)	Bandbreedte (Hz)	Cumulatieve bandbreedte (Hz)
geïsoleerd elektron	29	33	33
di-elektron	17	1	34
geïsoleerd foton	80	4	38
di-foton	40, 25	5	43
geïsoleerd muon	19	25	68
di-muon	7	4	72
één τ -jet	86	3	75
twee τ -jets	59	1	76
1-jet* E_T^{miss}	180*123	5	81
1-jet of 3-jets of 4-jets	657,247,113	9	89
Elektron*jet	19*45	2	90
Inclusieve b-jets	237	5	95
Callibratie en andere gebeurtenissen (10%)		10	105
TOTAAL			105

Tabel 2.3: HLT bandbreedteverdeling over de verschillende triggers met hun bijbehorende p_T -drempelwaarde bij lage luminositeit.

verdeling voor de HLT bij lage luminositeit. Voor hoge luminositeit zijn deze gegevens nog niet bepaald. De drempelwaarden corresponderen met de p_T waarden voor een selectie-efficiëntie van 95% (90% voor muonen).

Hoofdstuk 3

Voorkomen en Simulatie van de
reactie $gb \rightarrow tH^\pm$ met $H^\pm \rightarrow tb$ en
van de corresponderende
achtergrond

3.1 Productie- en vervalkanalen voor het geladen BEH-boson

In paragraaf 1.2.6 zagen we dat het MSSM het bestaan voorspelt van vijf fysische BEH-boson toestanden: twee neutrale scalaires (h^0 en H^0), een pseudo-scalair (A^0), en een paar geladen BEH-bosonen (H^\pm). Alle eerste orde koppelingen van deze deeltjes konden worden uitgedrukt in termen van m_{A^0} en $\tan\beta$, waarbij de laatste de verhouding voorstelt van de twee vacuüm-verwachtingswaarden.

Door de moeilijkheid om deze neutrale BEH-bosonen te onderscheiden van het SM BEH-boson, zullen de geladen BEH-bosonen de meest zichtbare signatuur dragen van een SUSY BEH-sektor. Vandaar dat de detectie van H^\pm en de bepaling van zijn massa en koppelingen zeer belangrijk zijn in de zoektocht naar supersymmetrie.

In het verleden zijn reeds zoektochten ondernomen naar deze bosonen. Voor LEP2 leidde dit tot een onderlimiet $m_{H^\pm} \gtrsim 78.6$ GeV, voor alle waarden van $\tan\beta$; aan de Tevatron sloot men een H^\pm -massa kleiner dan ~ 160 GeV uit bij hoge en lage $\tan\beta$ -waarden [31].

We zullen nu een schets geven van de belangrijkste productie- en vervalmoden van de geladen BEH-bosonen, alsook van de meest voorkomende achtergrondkanalen.

3.1.1 Belangrijkste productiekanalen

De productie van de geladen BEH-bosonen wordt sterk bepaald door hun Yukawa-koppeling, die, zoals reeds vermeld, de koppeling voorstelt tussen deze bosonen en de up- en down-type fermionen.

Zo wordt de interactieterm van het geladen BEH-boson met de t - en b -quarks in het 2-Higgs-Doublet-Model gegeven door [31]:

$$\mathcal{L} = \frac{g}{2\sqrt{2}m_W} V_{tb} H^{+\bar{t}} [m_t \cot\beta(1 - \gamma_5) + m_b \tan\beta(1 + \gamma_5)] b + h.t.$$

Voor grote positieve $\tan\beta$ -waarden zullen de H^\pm -bosonen dus relatief sterk koppelen aan zware down-type fermionen, in dit geval de b -quarks.

De afhankelijkheid ten opzichte van $\tan\beta$ van de werkzame doorsnede voor de productiereactie $gb \rightarrow tH^\pm$ kan nu geschreven worden als:

$$\sigma(gb \rightarrow tH^\pm) \propto (m_t^2 \cot^2\beta + m_b^2 \tan^2\beta).$$

We merken dus op dat de productie van geladen BEH-bosonen zal stijgen bij toenemende $\tan\beta$ -waarden, en het kleinst is voor

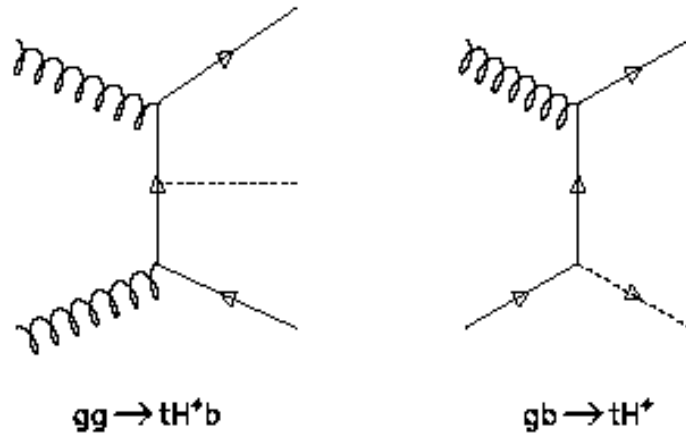
$$\cot\beta m_t = \tan\beta m_b \Leftrightarrow \tan\beta = \sqrt{\frac{m_t}{m_b}} \simeq 6$$

Aan de LHC zullen twee mechanismen [32],

$$\begin{aligned} gb \text{ (} g\bar{b}\text{)} &\rightarrow tH^- \text{ (}\bar{t}H^+\text{)} \\ \text{en } gg &\rightarrow tH^- \bar{b} + \bar{t}H^+ b, \end{aligned}$$

dominant zijn bij de productie van zware ($m_{H^\pm} > m_t$) geladen BEH-bosonen.

Bij het eerste proces komt de b -quark rechtstreeks uit het proton, terwijl het H^\pm -boson in het tweede proces afgestraald wordt van een zware quarklijn (zie fig. 3.1). De werkzame doorsnede van het $2 \rightarrow 2$ mechanisme $gb \rightarrow tH^\pm$ is 2-3 maal

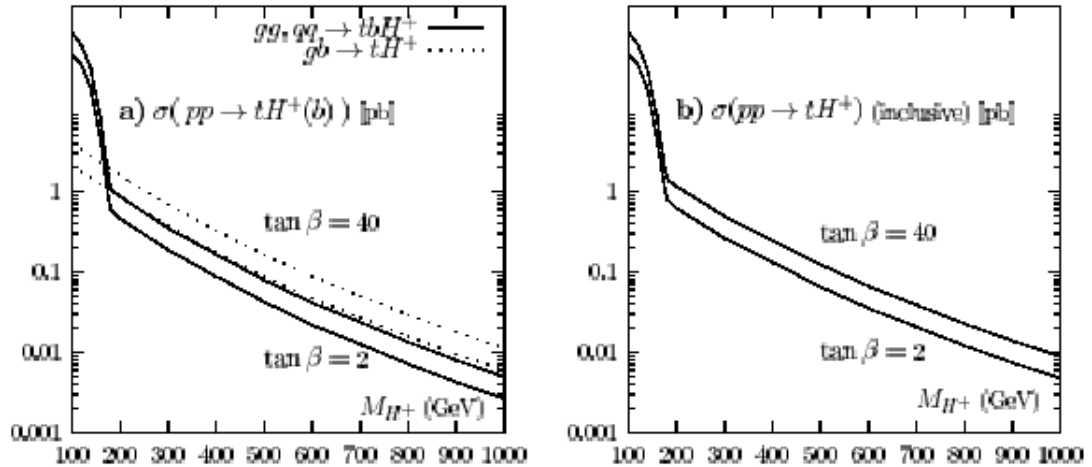


Figuur 3.1: De twee dominante H^\pm -productiemechanismen aan de LHC.

groter dan deze voor het $2 \rightarrow 3$ mechanisme $gg \rightarrow tH^\pm b$. In de berekening van hun totale werkzame doorsnede, moet men er wel voor zorgen dat er geen gebeurtenissen dubbel worden geteld. Een gluon kan immers splitsen in een $b\bar{b}$ -paar dat collineair is met het initiële proton¹. De werkzame doorsnedes voor deze processen en voor hun som, worden in figuur 3.2 geplot voor $\tan\beta=2$ en $\tan\beta=40$.

Bijkomende H^\pm -productiekanalen aan de hadronenversnellers zijn de Drell-Yan type paarproductie, $qq \rightarrow H^+H^-$, het geassocieerde productieproces met W-bosonen,

¹In feite is $gg \rightarrow tbH^\pm$ een NLO (Next-to-Leading Order) correctie op de $gb \rightarrow tH^\pm$ reactie. De tweede reactie bevat dus de eerste [33].



Figuur 3.2: De productie werkzame doorsnede voor geladen BEH-bosonen aan de LHC, voor $\tan\beta = 2$ en 40.

links: individuele werkzame doorsnede voor het gg en gb proces

rechts: combinatie van de twee processen verminderd met het gemeenschappelijke deel.

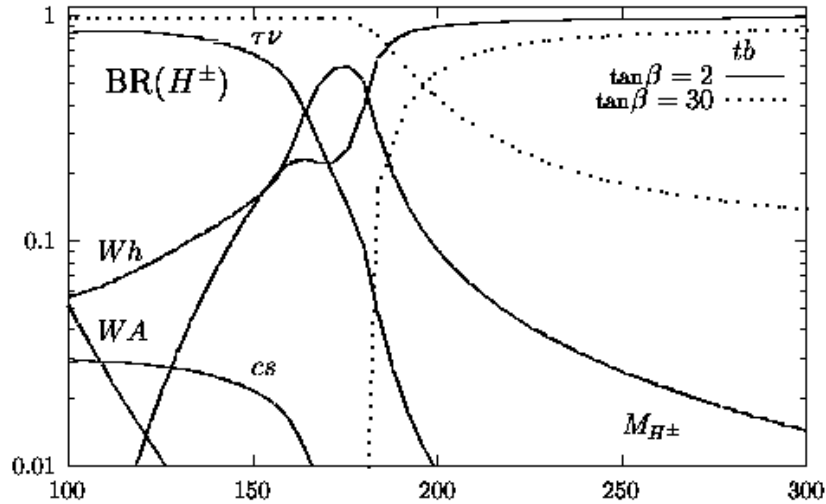
$qq \rightarrow H^\pm W^\mp$, en de gluon-gluon fusiereactie $gg \rightarrow H^+H^-$. Hoe dan ook, hun bijdragen zijn aan de LHC veel kleiner in vergelijking met de twee bovenvermelde reacties. Dit, enerzijds door hun zwakke koppelingen en de lage quark-luminositeit, en anderzijds vanwege de extra onderdrukkende elektrozwakke koppelingsfactoren binnen de lusdiagramma van zware quarks.

Het is ook niet uitgesloten dat de H^\pm -bosonen geproduceerd worden uit het verval van zware SUSY-deeltjes, maar deze mogelijkheid is nog volop onder studie.

3.1.2 Verval van het geladen BEH-boson

Buiten de A^0 -massa, die zoals we zagen rechtstreeks is gerelateerd aan de H^\pm -massa, zal de waarde van $\tan\beta$ ook bepalend zijn voor het verval van het geladen BEH-boson. Wanneer de $\tan\beta$ -waarde groot wordt, zagen we dat de koppelingen tot de down-type fermionen bevoorreed worden. Onder de tb -drempel, zullen H^\pm -bosonen hoofdzakelijk vervallen naar $\tau\nu_\tau$ paren, terwijl ze boven deze drempel voor $\sim 85\%$ naar tb -paren en voor $\sim 15\%$ naar $\tau\nu_\tau$ -paren vervallen. Voor kleine $\tan\beta$ -waarden ($\tan\beta < 5$), zullen meer vervalkanalen op de voorgrond treden, in het bijzonder ter hoogte van de tb -drempel. Vooral het verval naar een $W^\pm h$ -paar zal in dit domein de

vertakkingsverhouding van $\tau\nu_\tau$ sterk verlagen. Deze conclusies worden samengevat in figuur 3.3 voor de waarden $\tan\beta = 2$ en $\tan\beta = 30$.



Figuur 3.3: Vertakkingsverhoudingen van de vervalkanalen van het geladen BEH-boson voor $\tan\beta=2$ en 30.

Een belangrijk punt dat opgemerkt moet worden, is dat men in de meeste analyses van het H^\pm -signaal veronderstelt dat het boson enkel vervalt in SM deeltjes². Maar, voor grote waarden van m_{H^\pm} , zijn op zijn minst de vervalkanalen naar de lichtste neutralino's (en mogelijk ook die naar sleptons en \tilde{t}, \tilde{b} squarks) kinematisch toegestaan. Afhankelijk van het model en de SUSY parameters, kunnen deze kanalen een grote vertakkingsverhouding hebben of zelfs dominant worden, waardoor ze de $H^\pm \rightarrow tb$ vertakkingsverhouding drastisch zullen verlagen [34].

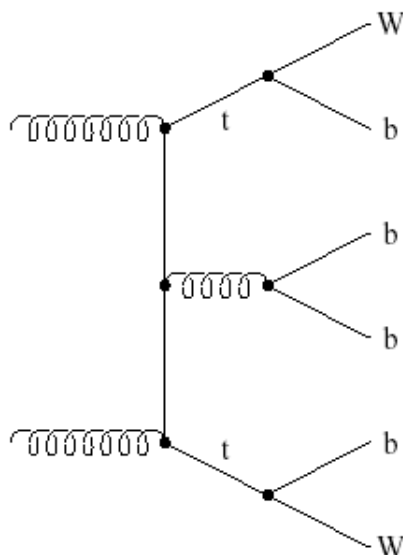
3.1.3 Belangrijkste achtergrondkanalen

De overgrote meerderheid aan achtergrond is te wijten aan QCD achtergrond, waarvan de problematiek reeds in paragraaf 2.1.3 werd besproken. Het aantal signaal-events uit $gb \rightarrow tH^\pm \rightarrow ttb$ zal typisch 3 grootte-orde lager zijn dan van de meest belangrijke QCD achtergrond, de ttb - en ttq -productie uit qq - en gg - paren. Door de sterke analogie van de eindtoestanden van zowel signaal- als achtergrondgebeurtenissen, zal het dan ook zeer moeilijk worden om ons van deze grote achtergrond te

²Deze veronderstelling zal ook in dit eindwerk worden gemaakt.

ontdoen, zoals we later in de secties 4.1 en 4.2 zullen zien.

Andere achtergrondbijdragen bestaan, maar zullen ofwel een veel kleinere werkzame doorsnede hebben, ofwel leiden tot eindtoestanden die later door selectie-eisen uit het staal kunnen worden gezuiverd³.



Figuur 3.4: Eén van de bijdragen tot de QCD achtergrond.

³Dit laatste geldt bijvoorbeeld voor de $W^\pm t$ -productie.

3.2 Generatie van gesimuleerde gegevens

3.2.1 Inleiding

De LHC zal starten in 2007. Tot die tijd zal men trachten om een zo goed mogelijk beeld te krijgen van wat er allemaal kan (fysica) en zal (detectorprestaties) gebeuren in de detector. Het doel van elke gebeurtenissen-generator is dan ook om zo gedetailleerd mogelijk gegevens te simuleren, alsof ze rechtstreeks uit een werkende detector zouden vloeien. Een zeer goede kennis van de detectorrespons is dé minimum vereiste om correcte voorspellingen te kunnen maken omtrent de ontdekkingskansen van de onderzochte SM en SUSY deeltjes. Ook zullen de huidige studies dienen als feedback, bijvoorbeeld voor de verdere ontwikkeling van het triggersysteem.

3.2.2 De PYTHIA event generator

Het PYTHIA programma [35] wordt gebruikt voor de simulatie van botsingen tussen hoog-energetische deeltjes. Het programma heeft als doel om zo nauwkeurig mogelijk de eigenschappen van een gebeurtenis te genereren, met een zo breed mogelijk spectrum aan verschillende reacties. Daar bij LHC deze interacties direct of indirect te wijten zijn aan de sterke kernkracht, zullen de eindtoestanden van een botsingsreactie multi-hadronisch zijn. Hierdoor zal men aangewezen zijn op een combinatie van enerzijds analytische resultaten en anderzijds QCD geïnspireerde modellen. De nauwkeurigheid is dus beperkt tot de huidige kennis van de onderliggende fysica.

PYTHIA zal instaan voor volgende belangrijke stappen bij de simulatie van een gebeurtenis aan de LHC:

- Twee protonen bewegen naar elkaar toe. Elk proton wordt gekarakteriseerd door zijn partondistributiefuncties (afhankelijk van zijn energie)
- In elk proton begint een ‘shower initiator parton’ aan een reeks van vertakkingen, bijvoorbeeld $q \rightarrow gq$. Zo wordt een lijst opgebouwd met alle mogelijke initiële toestanden, met elk hun voorkomingswaarschijnlijkheid. Concreet zal men in deze stap een simulatie maken van de radiatieve correcties op de initiële toestand (Eng. Initial State Radiation).
- Eén inkomend parton uit elke ‘shower’ zal deel uitmaken van een hard proces, waarbij de uitgaande partonen worden geproduceerd. Deze stap is bepalend voor de hoofdeigenschappen van de gebeurtenis.

- De zo gevormde uitgaande partonen kunnen ook radiatieve correcties ondergaan, bijvoorbeeld de afsplitsing van een gluon ('Final State Radiation (FSR)').
- De 'rest' van de twee protonen kan een structuur en netto kleurlading hebben, wat deze dus relateert aan de rest van de eindtoestand.
- Het 'QCD confinement' mechanisme zal ervoor zorgen dat de uitgaande quarks en gluonen enkel waarneembaar worden als kleurneutrale hadronen.
- Veel van de zo geproduceerde hadronen zijn onstabiel en zullen dus verder vervallen.

Het PYTHIA programma zal dus instaan voor een simulatie van de deeltjesfysica die optreedt voor, tijdens en na een botsing. Wat we nu nog nodig hebben is een programma dat in staat is om de detectorrespons op de eindtoestanden van de botsingen te simuleren. Wij zullen gebruik maken van het snelle simulatiepakket CMSJET.

3.2.3 CMSJET: Beschrijving van de detector respons

CMSJET [36] zorgt voor een zeer goede simulatie van de detectoronderdelen, en hun respons op hadronen, leptonen en fotonen. Ondanks het feit dat dit programma geen GEANT simulatie is⁴, vormt CMSJET een goed evenwicht tussen snelheid en precisie⁵. Het omvat de reconstructie van de jets, een simulatie van de calorimeters en een reconstructie van E_T^{miss} , alsook de mogelijkheid om pile-up toe te voegen aan de data. De precisie van de jet-reconstructie en de b -tagging zullen een cruciale rol spelen in onze latere statistiek. Een extra woordje uitleg is dus zeker op zijn plaats.

Jet-reconstructie

In CMSJET zijn er twee verschillende jetfinding routines: TRJ en GLOBJF, die ofwel alleen, ofwel samen kunnen geactiveerd worden. De TRJ routine wordt aan-

⁴Het programma GEANT [37] beschrijft de doorgang van een elementair deeltje door materie. Oorspronkelijk werd dit pakket ontworpen voor de elementaire deeltjesfysica, maar tegenwoordig vindt het programma ook zijn toepassingen in de medische en biologische wetenschappen, radio-protectie, ruimtevaart, ...

⁵Vele simulaties en analyses binnen het CMS experiment maken gebruik van het CMSIM [38] pakket, aangevuld met het Object-Oriented reconstructie pakket ORCA [39]. Deze krachtige GEANT programma's zullen echter onnodig en te tijdrovend zijn voor het opzet van mijn analyse.

geroepen in het begin van de dataflux, om zo jets te vinden op deeltjesniveau. Aan de hand van ‘a priori’ geschatte jet-karakteristieken in de tracker kan men reeds oninteressante gebeurtenissen overslaan. De routine GLOBJF zal instaan voor een ‘globale jetfinding’, nadat de volledige detectorrespons is gesimuleerd.

In onze datageneratie zullen we voor de jet-reconstructie gebruik maken van het verbeterde⁶ UA1EET algoritme. Als input voorziet dit algoritme zich van een lijst van door de deeltjes geraakte calorimetercellen en muon hits (clusters genaamd). Dit wil dus zeggen dat de gereconstrueerde jets in UA1EET bestaan uit muonen en energie gemeten in de calorimeters. Deeltjes die de calorimeters niet bereiken worden dus niet in rekening gebracht. In het algoritme worden de clusters gesorteerd op hun E_T -waarde. Vertrekkend van de hoogste E_T -cluster, wordt alle energie van de clusters die zich bevinden in een kegel rond deze hoge E_T -cluster samengegroot. Concreet eist men dat de Lorentz-invariante ΔR -parameter tussen deze energierijke en een andere cluster kleiner moet zijn dan een opgegeven maximale ruimtehoek van de jet-kegel:

$$\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2} < \Delta R_{max}$$

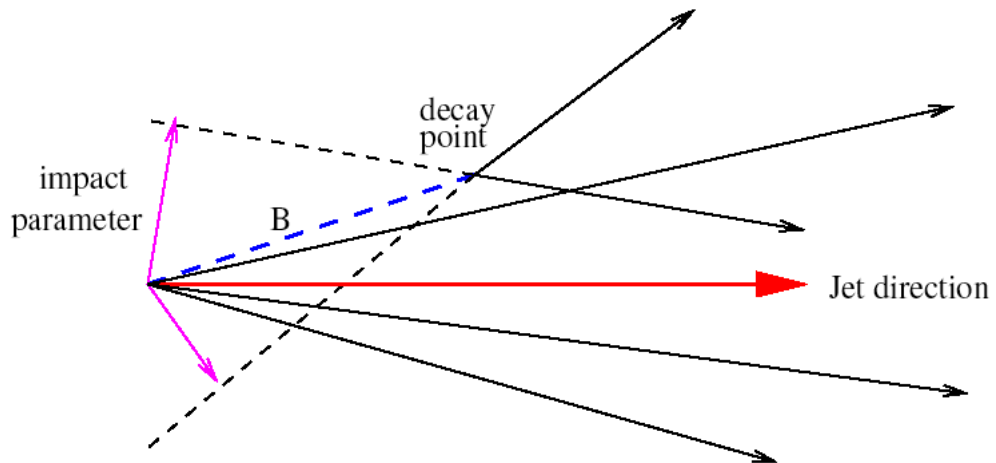
Gebruikte clusters worden dan verwijderd uit de lijst. Deze procedure wordt herhaald tot alle clusters zijn opgebruikt. In de volgende stap zal men beslissen of overlappende jets gescheiden of gegroepeerd moeten worden. Typisch zal men de grens tussen beide hypothesen instellen bij 75% overlap van de energie. In een laatste stap worden enkel jets geaccepteerd met een minimale E_T -waarde en binnen een bepaald η -domein.

***b*-tagging**

De identificatie van *b*-jets [40, 41] zal zeer nuttig zijn als selectie criterium in tal van processen, waaronder ook het in dit eindwerk geanalyseerde vervalkanaal $tH^\pm \rightarrow 3$ *b*-jets + 4 ‘gewone’ jets. Dit omdat een efficiënte *b*-tagging enerzijds de QCD achtergrond sterk zal reduceren, en anderzijds de uiteindelijke analyse van de data zal vergemakkelijken. Het vinden van een geschikt algoritme is dus van cruciaal belang.

De *b*-tagging van hadron-jets berust op de verval eigenschappen van de *B* mesonen. Deze deeltjes bezitten een levensduur $\tau_B \sim 1,56$ ps, wat overeen komt met een

⁶Het UA1EET algoritme beschikt nu ook over een mobiel kegelcentrum (i.p.v. een vast in het originele algoritme) en een verenigings-/splitsingsmechanisme voor overlappende jets.



Figuur 3.5: Schematische voorstelling van een hadron-jet afkomstig van een b-quark.

gemiddelde weglengte van $c\tau_B \sim 468 \mu\text{m}$. Bij hun verval produceren ze gemiddeld 5 geladen deeltjes. Deze eigenschappen kunnen op verscheidene manieren worden gebruikt.

- Een eerste klasse van algoritmes, waaronder het algoritme dat in CMSJET wordt gebruikt, baseert zich op de grote impact parameter⁷(ip) van de sporen afkomstig van een B -verval. Zoals we op figuur 3.5 kunnen zien, zullen zulke sporen inderdaad een grote impact parameter bezitten, omdat ze afkomstig zijn uit een verderop gelegen secundaire vertex, terwijl de impact parameters van sporen uit de productievertex een waarde zullen hebben vergelijkbaar met de spoorresolutie. De b -tag parameter (BTAG) wordt dan gedefinieerd als de ip-significantie, zijnde de verhouding van de impact parameter en de fout erop. Hierop kan dan in een analyse een snede worden uitgevoerd.
- Een complementaire aanpak is gebaseerd op de reconstructie van de secundaire B -meson vervalvertex. De reconstructie van zo'n vertex zou het duidelijkste bewijs zijn voor een B -mesonverval, maar zal leiden tot een ingewikkelder, en dus meer tijdrovend algoritme.
- Een compleet andere benadering van de b -tagging berust op de aanwezigheid van leptonen met een lage p_T -waarde in de b -jet, die ook gekarakteriseerd zijn

⁷De impact parameter van een spoor wordt hier gedefinieerd als de kleinste afstand tussen dit spoor en de productievertex.

door een grote impact parameter. Ze worden geproduceerd in de vervalreacties $b \rightarrow c l \nu$ en $c \rightarrow (d, s) l \nu$. Door de afhankelijkheid van dit algoritme voor het optreden één van deze vervalprocessen, zal deze methode een lagere efficiëntie bezitten. Toch zal deze aanpak voor sommige analyses zeer bruikbaar zijn.

Uiteraard zal men de beste b -tagging efficiëntie verkrijgen wanneer men als algoritme een combinatie gebruikt van deze verschillende methodes, daar men zo beschikt over de grootste hoeveelheid informatie over het eventuele B -verval. In de praktijk echter, zal men door de grote gegevensflux ook sterk rekening moeten houden met de CPU tijd dat het algoritme vraagt.

Mistagging zal vooral te wijten zijn aan de vorming van secundaire vertices door interactie van deeltjes met het detectormateriaal, alsook aan het verval van sommige langlevende deeltjes zoals bijvoorbeeld de K_S^0 en Λ^0 mesonen. Beide effecten vormen een onvermijdelijke fysische achtergrond. Toch slaagt men erin om deze mistagfrequentie onder de 1% te houden, dit dan wel ten nadele van de efficiëntie om een b -jet inderdaad van een BTAG te voorzien. Men zal dus een evenwicht moeten zoeken tussen de zuiverheid en de efficiëntie van b -tagging.

3.3 Generatie en preselectie van onze data

Zoals we reeds in de vorige paragraaf hebben vermeld, zullen we voor de generatie van onze gegevens gebruik maken van de programma's PYTHIA (versie 6.125) en CMSJET (versie 4.801).

3.3.1 Belangrijkste PYTHIA instellingen

Voor de productie van het geladen BEH-boson hebben we het PYTHIA-proces $f_i g \rightarrow f_k H^+$ geactiveerd⁸. Daar het BEH boson het sterkst zal koppelen aan de generatie fermionen met de grootste massa, mag men stellen dat dit proces praktisch overeenkomt met het productieproces $bg \rightarrow tH^+$, waarvan we de karakteristieken reeds hebben besproken in paragraaf 3.1.1.

Als vervalmode zullen we de $H^+ \rightarrow \bar{b}t$ en $H^- \rightarrow b\bar{t}$ kanalen openstellen. In paragraaf 3.1.2 zagen we dat het verval naar een top- en bottomquark ruim dominant wordt voor m_{H^\pm} -waarden groter dan de m_{tb} drempel (zie fig. 3.3). In totaal zullen we ons vervalkanaal analyseren bij zes verschillende massawaarden van het A^0 -boson ($m_{A^0}=250, 300, 350, 400, 450$ en 500 GeV)⁹, allen ruim boven deze drempel. Als $\tan\beta$ waarde zullen we $\tan\beta = 30$ nemen¹⁰.

We zouden nu nog graag onze achtergrond generen. Zoals reeds gezegd, zal de grootste achtergrondbijdrage voor ons signaal afkomstig zijn van de productie van een $t\bar{t}b$ -triplet uit de annihilatie van een gluon-gluon of quark-quark paar. Deze eindtoestand zal in de PYTHIA code worden verkregen via ISR en FSR op de $gg \rightarrow t\bar{t}$ en $qq \rightarrow t\bar{t}$ productiekanalen. Het zijn deze laatste processen die we in PYTHIA zullen activeren voor het verkrijgen van het nodig aantal Monte-Carlo gesimuleerde achtergrondgebeurtenissen.

Voor zowel de verschillende signaal- als achtergrondgegevens zullen we een aantal afzonderlijke datafiles aanmaken met elk de informatie van 10000 gebeurtenissen. De belangrijkste PYTHIA parameters voor de generatie van onze data worden samengevat in tabel 3.1.

⁸Ook het hermitisch toegevoegde proces $\bar{f}_i g \rightarrow \bar{f}_k H^-$ zal dan mogelijk worden.

⁹Even recapitulerend: $m_{H^\pm} = \sqrt{m_W^2 + m_{A^0}^2}$.

¹⁰Welke waarde we hier precies nemen heeft niet zo veel belang, aangezien deze parameter niets zal wijzigen aan de kinematiek, en dus ook niet aan onze verdere strategie van selectie, analyse en reconstructie van het geladen BEH-boson.

Parameter	Betekenis
<i>gemeenschappelijk</i> ECM=14000 IPILEUP=0 PMAS(5,1)=4.6 PMAS(6,1)=175 PMAS(24,1)=80.33 MDME(I,1) (I=190→208)	Massamiddelpuntsenergie bedraagt 14 TeV Geen pile-up productie De b -quark massa is ingesteld op 4.6 GeV, de t -quark op 175 GeV, en de W^\pm -boson massa op 80.33 GeV Zowel het hadronisch als leptonisch verval van de W^\pm -bosonen is mogelijk
<i>signaal generatie</i> IMSS(1)=1 RMSS(5)=30. RMSS(19)=250, 300, 350, 400, 450, 500 MSUB(161)=1 MDME(498,1)=1	Supersymmetrie is geactiveerd voor de generatie $\tan \beta=30$ De geanalyseerde m_{A^0} -waarden in GeV Het productiekanaal $f_i g \rightarrow f_k H^+$ is aangezet De vervalkanalen $H^+ \rightarrow \bar{b}t$ en $H^- \rightarrow b\bar{t}$ staan open
<i>achtergrond generatie</i> MSUB(81)=1 MSUB(82)=1	Het productiekanaal $qq \rightarrow tt$ is aangezet Het productiekanaal $gg \rightarrow tt$ is aangezet

Tabel 3.1: Belangrijkste ingestelde PYTHIA parameters

3.3.2 Belangrijkste CMSJET instellingen

Direct na de generatie van onze gewenste fysische processen zal de CMSJET code de detectorrespons hierop simuleren. Zoals reeds in het vorige hoofdstuk vermeld werd, zullen de jetfinding en de b -tagging algoritmes een zeer belangrijke rol spelen in onze verdere studie. De hiervoor ingestelde parameters worden samengevat in tabel 3.2. De keuze van deze parameters is zeker niet willekeurig, maar kan gehaald worden uit de richtlijnen in de referenties [36, 41].

Parameter	Betekenis
JETTRA=1	de GLOBJF jetfinding routine wordt geactiveerd met het algoritme UA1EET
PTMIN(2)=20.	p_T -snede op de GLOBJF jets
ETACUT(2)=5.	η -snede op de GLOBJF jets
NCELLM(2)=10	minimum aantal hits in een GLOBJF jet
PAR1(7)=0.500	maximale ruimtehoek van de jet-kegel in het UA1EET algoritme
PAR1(8)=0.750	grenswaarde vereniging/splitsing van overlappende jets in UA1EET
IBTAG=1	b -tagging procedure staat aan
IBSW=1	impact parameter wordt berekend in xy -vlak
IB23=2	b -tagging vereist 2 jets met een grote impact parameter

Tabel 3.2: Belangrijkste CMSJET-parameters voor jetfinding en b -tagging

3.3.3 Bepaling van het aantal te genereren signaal- en achtergrondgebeurtenissen

Al onze data zal gegenereerd worden voor een geïntegreerde luminositeit van 30 fb^{-1} , een waarde die men hoopt te bereiken na anderhalf jaar lage luminositeitsfase van de LHC detector. We willen nu het aantal signaal- en achtergrondgebeurtenissen bepalen die gedurende die periode zullen optreden in de CMS detector. Hiervoor zullen we de waarde van de werkzame doorsneden moeten kennen voor de productie van signaal en achtergrond, alsook de vertakkingsverhouding voor $H^\pm \rightarrow tb$ bij de verschillende m_{A^0} -waarden, allen voor $\tan\beta = 30$.

Als productie werkzame doorsneden zullen we de waarden gebruiken die uit het PYTHIA programma vloeien. Voor elk ingesteld productiekanaal zal na het uitvoeren van een generatieopdracht een schatting worden gemaakt van de werkzame

doorsneden van de gesimuleerde productieprocessen. Voor meer informatie omtrent de berekening van deze werkzame doorsneden¹¹, verwijzen we naar referentie [42]. De zo verkregen waarden worden samengevat in tabel 40.

staal	werkzame doorsnede (fb)
tt-achtergrond	$7,60 \cdot 10^5$
$m_{A^0} = 250 \text{ GeV}$	1905
$m_{A^0} = 300 \text{ GeV}$	1236
$m_{A^0} = 350 \text{ GeV}$	800
$m_{A^0} = 400 \text{ GeV}$	554
$m_{A^0} = 450 \text{ GeV}$	379
$m_{A^0} = 500 \text{ GeV}$	271

Tabel 3.3: Werkzame doorsneden voor de signaal en achtergrond productieprocessen bij $\tan \beta = 30$, bepaald met PYTHIA 6.125.

De vertakkingsverhoudingen voor het verval $H^\pm \rightarrow tb$ werden met het programma HDECAY [43] berekend. Bij een $\tan \beta = 30$ verkrijgen we voor de verschillende m_{A^0} -waarden de volgende vertakkingsverhouding:

staal	$H^\pm \rightarrow tb$ vertakkingsverhouding
$m_{A^0} = 250 \text{ GeV}$	0,7867
$m_{A^0} = 300 \text{ GeV}$	0,8303
$m_{A^0} = 350 \text{ GeV}$	0,8479
$m_{A^0} = 400 \text{ GeV}$	0,8565
$m_{A^0} = 450 \text{ GeV}$	0,8610
$m_{A^0} = 500 \text{ GeV}$	0,8636

Tabel 3.4: Vertakkingsverhoudingen van het $H^\pm \rightarrow tb$ verval voor de verschillende signaalstalen, bepaald met het programma HDECAY.

We beschikken nu over al de nodige gegevens om het aantal signaal- en achtergrondgebeurtenissen te berekenen die zullen optreden gedurende de lage luminositeitsfase.

¹¹Wel moet hierbij opgemerkt worden dat de met PYTHIA bekomen werkzame doorsneden L.O.-waarden (L.O.: Leading Order) zijn. Momenteel wordt nog gediscussieerd over de juistheid van de reeds gevonden waarden van de N.L.O.-correcties (N.L.O.: Next-to-Leading Order).

Er geldt immers:

$$\begin{aligned} \# \text{ gebeurtenissen} &= \text{geïntegreerde luminositeit (fb}^{-1}\text{)} \\ &\times \text{werkzame doorsnede (fb)} \\ &\times \text{vertakkingsverhouding } H^\pm \rightarrow tb \text{ (bij signaal)} \end{aligned}$$

Met bovenstaande formule verkrijgen we uiteindelijk:

staal	# gebeurtenissen bij 30 fb ⁻¹
tt-achtergrond	22800000
$m_{A^0} = 250 \text{ GeV}$	44960
$m_{A^0} = 300 \text{ GeV}$	30788
$m_{A^0} = 350 \text{ GeV}$	20350
$m_{A^0} = 400 \text{ GeV}$	14235
$m_{A^0} = 450 \text{ GeV}$	9790
$m_{A^0} = 500 \text{ GeV}$	7021

Tabel 3.5: Aantal signaal- en achtergrondgebeurtenissen geproduceerd bij 30 fb⁻¹ en tan $\beta = 30$.

3.3.4 Informatie binnen een gegenereerde gebeurtenis

Tot slot zullen we kort beschrijven welke informatie we uit een door PYTHIA en CMSJET gesimuleerde gebeurtenis zullen opslaan.

Tijdens de generatie zal alle interessante informatie over een gebeurtenis worden weggeschreven naar een HBOOK Ntuple¹². Zoals we in figuur 3.6 kunnen zien, zal de gegenereerde Ntuple-file opgebouwd zijn uit verscheidene blokken, corresponderend met respectievelijk de informatie over het ontbrekende transverse impulsmoment, de leptonen en de jets. Het laatste blok tenslotte zal de Monte-Carlo informatie bevatten van de gebeurtenissen. Zo zal bijvoorbeeld van elk deeltje gekend zijn om wat voor deeltje het gaat, uit welk deeltje het eventueel is vervallen, welke kinematica het bezit, ...

¹²HBOOK [44] is een software pakket voor het maken van histogrammen en fits, en kan worden aangeroepen in een FORTRAN code, voor ons het PYTHIA en CMSJET programma. Het woord Ntuple slaat op de vorm van de tabel waar de informatie in wordt gerangschikt en weggeschreven. Deze informatie kan dan terug worden ingelezen voor een verdere selectie, of kan grafisch geanalyseerd worden met het pakket PAW [45].

```

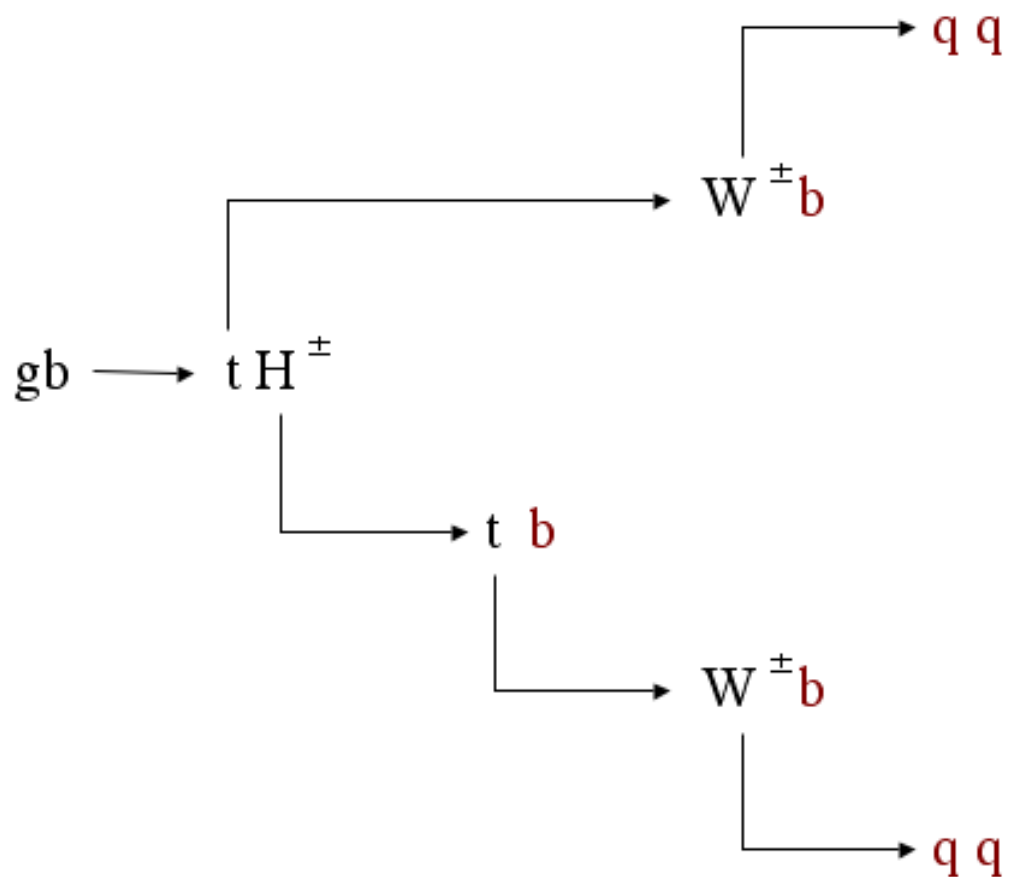
*****
* Ntuple ID = 5555   Entries = 10000   CMSJET
*****
* Var numb * Type * Packing *   Range   * Block * Name *
*****
*   1   * R*4 *   *   *   * PTMISS * PTM_CWN(2)
*   1   * I*4 *   * [0,10] * LEPTONS * NLE_CWN
*   2   * R*4 *   *   *   * LEPTONS * PL_CWN(4,NLE_CWN)
*   3   * I*4 * 3 * [-2,2] * LEPTONS * KL_CWN(NLE_CWN)
*   4   * U*4 * 3 * [0,4] * LEPTONS * LISOL_CWN(NLE_CWN)
*   1   * I*4 *   * [0,20] * JETS * NJG_CWN
*   2   * R*4 *   *   *   * JETS * PJG_CWN(4,NJG_CWN)
*   3   * U*4 * 11 * [0,2000] * JETS * MRKJET_CWN(NJG_CWN)
*   4   * R*4 *   *   *   * JETS * BTAG_CWN(NJG_CWN)
*   1   * U*4 * 8 * [0,200] * MCINFO * ISTHEP_CWN(50)
*   2   * I*4 *   *   *   * MCINFO * IDHEP_CWN(50)
*   3   * U*4 * 6 * [0,50] * MCINFO * JMOHEP_CWN(50)
*   4   * R*4 *   *   *   * MCINFO * PHEP_CWN(4,50)
*****
* Block * Entries * Unpacked * Packed * Packing Factor *
*****
* PTMISS * 10000 * 8 * 8 * 1.000 *
* LEPTONS * 10000 * 244 * Var. * Variable *
* JETS * 10000 * 484 * Var. * Variable *
* MCINFO * 10000 * 1400 * 1088 * 1.287 *
* Total * --- * 2136 * Var. * Variable *
*****
* Blocks = 4           Variables = 13           Max. Columns = 534 *
*****

```

Figuur 3.6: HBOOK Ntuple-indeling na een generatieopdracht.

Hoofdstuk 4

Zoektocht naar het geladen
BEH-boson in het vervalkanaal
 $tH^\pm \rightarrow ttb \rightarrow bbbW^\pm W^\pm \rightarrow bbbjjjj$
uitgaande van gesimuleerde
gegevens



Figuur 4.1: Schematische voorstelling van ons productie- en vervalkanaal.

4.1 Signaal selectie en achtergrond reductie

In deze sectie zullen we de verschillende selectiecriteria beschrijven die werden toegepast met als doel een grotere signaal/achtergrond verhouding te verkrijgen, en de latere analyse te vergemakkelijken. Deze criteria kunnen worden ingedeeld in twee groepen. Enerzijds moet men de triggersneden uitvoeren om tegemoet te komen aan de beperkingen van de data-stockage, zoals beschreven werden in sectie 2.3. Anderzijds zullen we een aantal sneden doorvoeren die typisch voortvloeien uit de structuur van de eindtoestand van ons vervalkanaal.

4.1.1 Triggersneden

Onze selectie en latere analyse zal enkel uitgevoerd worden voor lage luminositeit. Dit, enerzijds om het feit dat er nog geen HLT drempelwaarden bepaald zijn voor hoge luminositeit, en anderzijds omdat een studie voor hoge luminositeit weinig relevant is zonder de cumulatie van pile-up gebeurtenissen, wat ver buiten de perspectieven van dit eindwerk ligt. Wanneer we dus in het vervolg spreken van signaal- of achtergrondgebeurtenissen na de Level-1 trigger of de HLT, worden hiermee de gegevens bedoeld voor lage luminositeit.

In de tabellen 2.1 en 2.3 van sectie 2.3 werden de verschillende triggers getoond voor respectievelijk de Level-1 trigger en de HLT, met elk hun drempelwaarde op de transverse impuls en hun corresponderende bandbreedte. Al deze triggers zullen als output een aparte data-stream hebben van doorgelaten gebeurtenissen. Aangezien de analyse van elke data-stream zijn deel van de CPU-tijd vergt, zullen we enkel die triggers uitvoeren die onze signaalgebeurtenissen zo efficiënt mogelijk doorlaten.

Voor ons productie- en vervalkanaal komt dit neer op het activeren van de ‘1-jet, 3-jets, 4-jets’-trigger. Dit is immers de enige (voorlopig bruikbare) trigger die volledig hadronische eindtoestanden zal doorlaten¹.

Concreet zal onze Level-1 trigger enkel gebeurtenissen toelaten die (zie tabel 2.1)

- of minstens 1 jet bevatten met een p_T waarde groter dan 177 GeV/c,
- of minstens 3 jets bezitten met elk een p_T waarde groter dan 86 GeV/c,

¹In tabel 2.3 kan men opmerken dat de HLT ook een ‘inclusive b -trigger’ bevat, die zeer bruikbaar kan zijn voor onze analyse. Dit is echter nog volledig in ontwikkeling, en er is bijgevolg nog te weinig informatie beschikbaar om het gebruik van deze trigger te rechtvaardigen. In sectie 5.2 zullen hierop terugkomen.

- of minstens 4 jets bezitten met elk een p_T waarde groter dan 70 GeV/c.

Analoog zal onze HLT enkel gebeurtenissen toelaten waarbij (zie tabel 2.3)

- ofwel minstens 1 jet een p_T waarde heeft groter dan 657 GeV/c,
- ofwel minstens 3 jets een p_T waarde hebben groter dan 247 GeV/c,
- ofwel minstens 4 jets een p_T waarde hebben groter dan 113 GeV/c.

Wanneer we deze sneden toepassen op onze gegenereerde signaal- en achtergrondstalen, verkrijgen we de volgende reductie van het aantal signaal- en achtergrondgebeurtenissen:

staal	# bij 30fb^{-1}	# na L1 trigger	# na HLT
tt-achtergrond	22800000 (100%)	4600116 (20,2%)	192428 (0,84%)
$m_{A^0} = 250 \text{ GeV}$	44960 (100%)	11711 (26,0%)	574 (1,28%)
$m_{A^0} = 300 \text{ GeV}$	30788 (100%)	10851 (35,2%)	590 (1,92%)
$m_{A^0} = 350 \text{ GeV}$	20350 (100%)	9295 (45,7%)	601 (2,95%)
$m_{A^0} = 400 \text{ GeV}$	14235 (100%)	8143 (57,2%)	629 (4,42%)
$m_{A^0} = 450 \text{ GeV}$	9790 (100%)	6491 (66,3%)	559 (5,71%)
$m_{A^0} = 500 \text{ GeV}$	7021 (100%)	5230 (74,5%)	523 (7,45%)

Tabel 4.1: Invloed van de verschillende triggerniveaus op zowel signaal- als achtergrondgebeurtenissen.

In bovenstaande tabel valt enerzijds op dat meer achtergrond wordt weggesneden dan signaal, maar dat dit verschil zeker niet spectaculair is (verschil vooral bij hoge m_{A^0} -waarden), wat niet verbazend is gezien de grote analogie tussen de eindtoestanden van signaal- en achtergrondkanalen. Een andere duidelijke tendens is de grotere tolerantie van de triggers voor hoge m_{A^0} -waarden, wat verklaarbaar is door het feit dat het verval van zwaardere deeltjes energierijkere jets zal opleveren, die efficiënter gereconstrueerd worden.

4.1.2 Signaalsneden

Zoals gezegd, zullen we ook een aantal selectie-criteria opleggen aan de gebeurtenissen die voortvloeien uit de samenstelling van de eindtoestand van ons productie- en vervalkanaal.

Voor onze signaalgebeurtenissen verwachten we in de eindtoestand minstens zeven hadron-jets, waaronder drie b -jets. Twee van deze b -jets komen uit het verval van een topquark, de laatste uit het verval van het geladen BEH-boson. De andere vier jets zijn afkomstig uit het hadronisch verval van twee W^\pm -bosonen (zie fig. 4.1).

Wil men een latere reconstructie van het geladen BEH-boson in een gebeurtenis mogelijk maken, dan zal men de volgende selectie-eisen moeten opleggen:

- Enkel gebeurtenissen met minstens zeven hadron-jets binnen de regio $|\eta| < 2,4$ mogen worden doorgelaten. Voor gebeurtenissen met minder jets is de reconstructie van ons vervalschema immers onmogelijk.
- Van deze zeven jets moeten er minstens 3 b -jets zijn. Als criterium gebruiken we dat b -jets moeten voldoen aan de voorwaarde $\text{BTAG}(\text{jet}) > 2.0$. Deze grenswaarde bleek goede resultaten te geven voor de latere analyse. In sectie 5.2 zullen we echter nog terugkomen op deze gekozen waarde.
- We zullen ook eisen dat er in de gebeurtenis geen enkel geïsoleerd lepton voorkomt met een transvers impulsmoment groter dan 10 GeV. De aanwezigheid van (een) meer energierijk(e) lepton(en) zou immers wijzen op het leptonisch verval van één of beide W -bosonen.
- De minimale p_T -waarde van de jets zullen we op 20 GeV houden. Deze eis werd reeds gesteld door de jet-finding routine van het CMSJET programma (zie tabel 3.2). Een hogere waarde zou de efficiëntie verlagen.

Tabel 4.2 toont het resultaat van deze signaaleisen op het aantal gegenereerde signaal- en achtergrondgebeurtenissen (met 0GL: geen energierijke geïsoleerde leptonen, 3B: drie of meer b -jets en 7J: zeven of meer gewone hadronjets). De triggers werden hier dus nog buiten spel gelaten.

Het eerste percentage dat een woordje uitleg vraagt, volgt na de eis om geen geïsoleerde leptonen toe te laten voor een gebeurtenis. Belangrijk hierbij is dat deze selectieregel, in tegenstelling tot het 3B en 7J criterium, praktisch geen verlies aan voor ons belangrijke data teweeg zal brengen. De geproduceerde W^\pm -bosonen in ons vervalkanaal bezitten immers beiden de mogelijkheid om ofwel hadronisch ofwel leptonisch te vervallen, waardoor slechts voor een gedeelte van de signaalgebeurtenissen ons vervalkanaal is opgetreden.

staal	# bij 30 fb ⁻¹	0GL (%)	3B (%)	7J (%)	# na 0GL&3B&7J
tt-achtergrond	22800000 (100%)	71,9	2,05	9,65	107057 (0,47%)
$m_{A^0} = 250 \text{ GeV}$	44960 (100%)	74,2	12,9	25,9	2122 (4,7%)
$m_{A^0} = 300 \text{ GeV}$	30788 (100%)	73,8	16,0	29,0	1932 (6,3%)
$m_{A^0} = 350 \text{ GeV}$	20350 (100%)	73,7	17,5	31,6	1431 (7,0%)
$m_{A^0} = 400 \text{ GeV}$	14235 (100%)	73,5	19,2	32,5	1056 (7,4%)
$m_{A^0} = 450 \text{ GeV}$	9790 (100%)	73,8	19,8	34,6	817 (8,3%)
$m_{A^0} = 500 \text{ GeV}$	7021 (100%)	74,1	21,3	35,7	634 (9,0%)

Tabel 4.2: Resultaat van de signaaleisen op het aantal gegenereerde gebeurtenissen.

Uit metingen halen we dat de kans op een hadronisch verval van een W^\pm -boson gelijk is aan 0,67566 (p), terwijl men voor het leptonisch verval een overblijvende waarde heeft van 0,32434 (q). De kans op een volledig hadronisch verval wordt bij gevolg $p^2 = 45,7\%$.

In tabel 4.2 zien we echter dat de bekomen waarde veel hoger liggen ($\sim 73\%$). Dit komt door het feit dat we een snede op geïsoleerde leptonen hebben uitgevoerd. Om zekerheid te hebben van deze geïsoleerdheid maakten we gebruik van het leptonislatie algoritme uit CMSJET, dat aan een lepton een LISOL=0-waarde meegeeft wanneer het gaat om een geïsoleerd lepton. Bij een twijfelgeval wordt het lepton niet gelabelled, wat de hogere percentages verklaard.

Toch moeten we concluderen dat, ondanks een positieve sterke reductie van de achtergrond, ons signaal ook sterk vermindert. Dit is echter onvermijdelijk door de structuur van onze eindtoestand. Het feit dat maar liefst zeven hadron-jets moeten worden teruggevonden waarvan er dan nog minstens drie een b -tag van bezitten, is geen evidente opdracht voor de detector en het b -tagging algoritme, want:

- Willen we een b -tagging algoritme dat de mistaggingfrequentie rond $\sim 1\%$ houdt (zoals in het CMSJET programma het geval is), dan zal een efficiëntie van 56% om b -jets inderdaad van een b -tag te voorzien een zeer goede prestatie zijn [32]. Voor onze eindtoestand met 3 b -jets komt dit dus neer op een kans van $\sim 0.56^3 \simeq 17\%$ om alle drie deze jets in een signaalgebeurtenis terug te vinden, een waarde die we zo gemiddeld genomen wel terugvinden. Het feit dat het 3B-percentage toeneemt bij stijgende m_{A^0} -waarden, komt omdat de b -tagging efficiëntie toeneemt bij stijgende jet-energie (grotere impactparameters door de gemiddeld langere afgelegde weg van het B -meson).

- De bekomen percentages na het 7J selectie-criterium zijn moeilijker kwantitatief in te schatten. Dit, omdat er verscheidene redenen zijn die het verlies van een jet kunnen verklaren. Zo kunnen bijvoorbeeld twee deels overlappende jetkegels in het gebruikte jetfinding algoritme verkeerdelijk gezien worden als één jet, of bezit één van de zeven jet een p_T -waarde kleiner dan 20 GeV, of zal er simpelweg één van de zeven jets buiten de $|\eta| < 2.4$ -regio vallen. Toch moet worden opgemerkt dat jetfinding in feite zeer nauwkeurig werkt en dat men zich niet mag blindstaren op de lage 7J-percentages.

Zo zal men de bekomen 7J-efficiëntie bij een signaalstaal moeten delen door de kans op twee hadronische W^\pm -boson vervallen om een idee te hebben van het percentage gebeurtenissen waarbij zeven inderdaad geproduceerde jets worden teruggevonden. Voor het $m_{A^0} = 350$ GeV staal bijvoorbeeld geeft dit een ‘echte’ 7J-efficiëntie van $31.6\%/0.457=69.1\%$. Als schatting van de kans om een jet terug te vinden bekomt men dan $\simeq 95\%$. We kunnen dus besluiten dat het hier opgetreden verlies aan data eerder klein is ten opzichte van de (in)efficiëntie van de b -tagging, en moeilijk te reduceren valt gezien de reeds hoge jet-finding efficiëntie.

4.1.3 Combinatie van trigger- en signaalselectie

Nu we een idee hebben van de invloed van zowel de trigger- als de signaalcriteria op het aantal geproduceerde gebeurtenissen, en een toelichting hebben gegeven bij de bekomen efficiënties na de signaalcriteria, zullen we beide groepen van sneden combineren.

Concreet zullen we twee reeksen selectiefiles wegschrijven. De eerste reeks omvat de geselecteerde signaal- en achtergrondgebeurtenissen na de signaalsneden en de Level-1 trigger, terwijl we in de tweede reeks de signaalselectie na de HLT wegschrijven.

In tabel 4.3 tonen we het aantal overblijvende, geselecteerde gebeurtenissen in zowel de eerste reeks (L1-reeks) als de tweede reeks (HLT-reeks) files.

Voor al deze geselecteerde gebeurtenissen zullen we in de volgende sectie een reconstructie trachten te maken van de massa van het geladen BEH-boson.

staal	# bij 30fb^{-1}	# in L1-reeks	# in HLT-reeks
tt-achtergrond	22800000 (100%)	63048 (0,28%)	8231 (0,036%)
$m_{A^0} = 250 \text{ GeV}$	44960 (100%)	1044 (2,32%)	91 (0,20%)
$m_{A^0} = 300 \text{ GeV}$	30788 (100%)	1138 (3,70%)	139 (0,45%)
$m_{A^0} = 350 \text{ GeV}$	20350 (100%)	1003 (4,93%)	141 (0,69%)
$m_{A^0} = 400 \text{ GeV}$	14235 (100%)	813 (5,71%)	127 (0,89%)
$m_{A^0} = 450 \text{ GeV}$	9790 (100%)	618 (6,31%)	137 (1,4%)
$m_{A^0} = 500 \text{ GeV}$	7021 (100%)	567 (8,08%)	112 (1,6%)

Tabel 4.3: Uiteindelijk aantal geselecteerde gebeurtenissen na combinatie van de signaalsneden met de Level-1 trigger (L1-reeks) en met de HLT (HLT-reeks).

4.2 Reconstructie en analyse van het vervalkanaal en zijn achtergrond

4.2.1 Reconstructie strategie

Een aantal van de signaalgebeurtenissen die de selectiecriteria overleefden zullen nog de nodige informatie bevatten die de reconstructie van de correcte H^\pm -massa toelaten. In deze paragraaf zullen we dieper ingaan op de hiervoor gebruikte strategie.

Tijdens de reconstructie zullen we de gebeurtenissen indelen in vijf types. De reconstructie-oplossingen uit achtergrondgebeurtenissen zullen we van type 1 noemen, terwijl de signaalgebeurtenissen zullen opgedeeld worden in vier types oplossingen, afhankelijk van hun gedrag in de reconstructie-code. Deze indeling zal noodzakelijk zijn om een goed beeld te krijgen van de efficiëntie van de reconstructie.

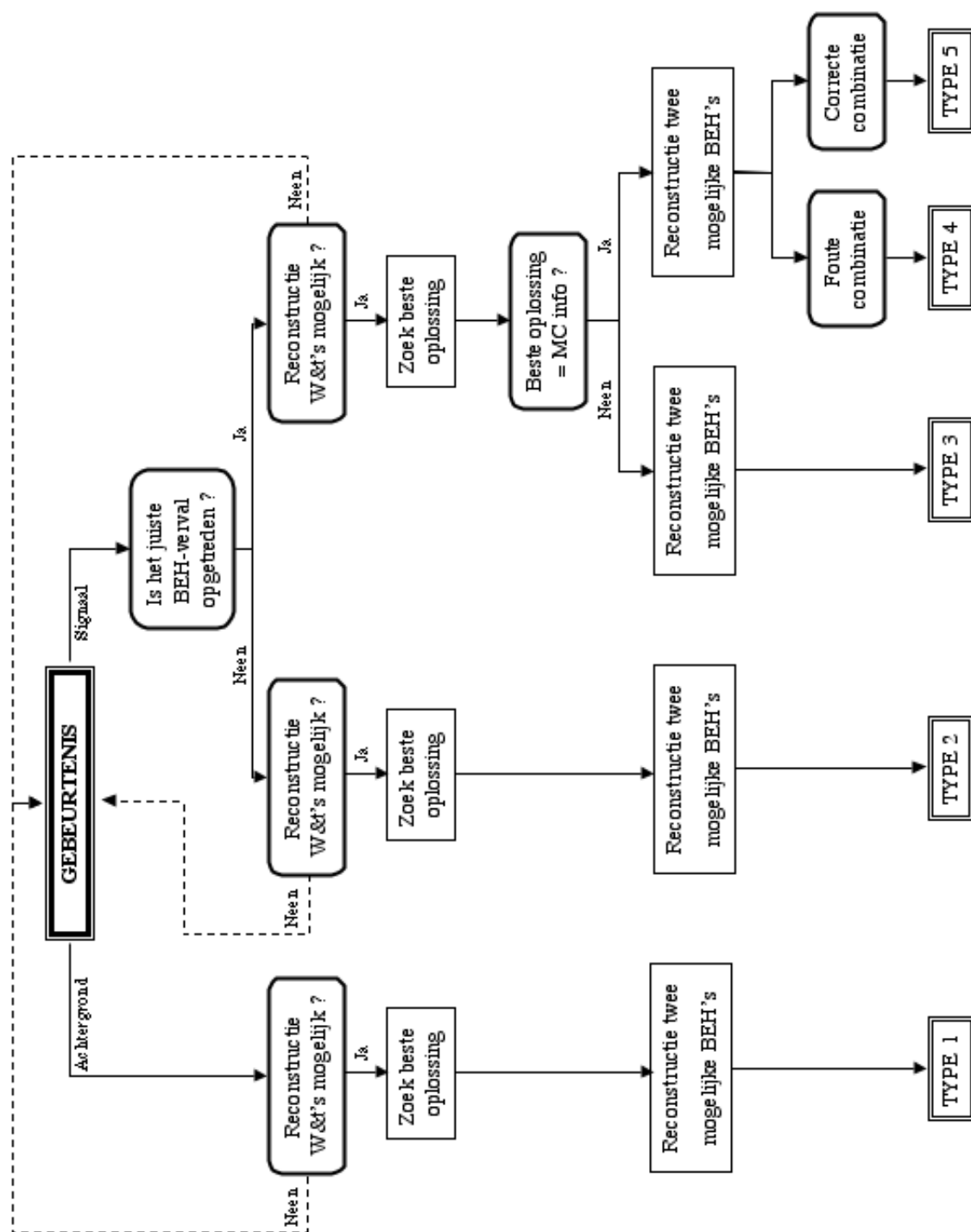
Zowel de definitie van deze types, als een globaal overzicht van de reconstructie-code wordt schematisch getoond in figuur 4.2. Deze illustratie zal als rode draad dienen voor onderstaande beschrijving. In dit schema onderscheiden we de volgende stappen:

Achtergrond \leftrightarrow Signaal

De Ntuples met de geselecteerde gebeurtenissen worden ingelezen door de reconstructiecode. Als vertrekpunt voor onze beschrijving nemen we een gebeurtenis uit één van deze Ntuples. Dit kan dus zowel om een signaal- als een achtergrondgebeurtenis gaan. Dit vormt de eerste splitsing in onze analyse. Zoals hierboven vermeld zullen de oplossingen die gereconstrueerd kunnen worden uit de achtergrondgebeurtenissen gelabeld worden als oplossingen van type 1.

Extractie van de Monte-Carlo informatie

Voor de signaalgebeurtenissen willen we nu te weten komen of er inderdaad vier jets afkomstig zijn uit het verval van de twee W^\pm -bosonen. De mogelijkheid bestaat immers dat het geladen BEH-boson verviel via het $tH^\pm \rightarrow bbbj\nu_l$ of $tH^\pm \rightarrow bbb\nu_l\nu_l$ kanaal en dat de twee of vier andere gevonden jets afkomstig zijn uit radiatieprocessen. In dit geval kunnen deze jets dan verkeerdelijk gezien worden als de jets uit het verval van een W^\pm -boson. Om dit onderscheid te maken zullen we gebruik maken van de Monte-Carlo informatie van de generatie van de gebeurtenis. Uit de kennis



Figuur 4.2: Schematisch overzicht van de gebruikte reconstructiestrategie.

van de identiteit van elk deeltje, en de kennis van het moederdeeltje van een vervallen deeltje, zullen we nagaan of alle juiste deeltjes aanwezig zijn die we zoeken voor onze reconstructie (geladen BEH-boson, 2 t -quarks, 3 b -quarks, 2 W^\pm -bosonen en 4 andere quarks). Concreet zullen we dus nagaan of ons verval al dan niet is opgetreden. Wanneer hiervoor deeltjes ontbreken zullen we de gebeurtenis catalogeren als type 2. Bij gebeurtenissen die wel de volledige gezochte informatie bevatten, zullen we de jetnummers² van de drie bottom en vier andere quarks opslaan in een vector MCJ(I) met I=1...7.

Reconstructie van de twee W^\pm -bosonen en de twee top-quarks

Hier start de eigenlijke reconstructie. We zullen de reconstructie moeten doorvoeren voor alle types van gebeurtenissen, omdat al deze types nu eenmaal ononderscheidbaar zullen voorkomen in de detector. Voor onze reconstructie zullen we enkel gebruik kunnen maken van de informatie die we detecteren, waar we ons voor de jets beperken tot een meting van hun energie en momentum, en een BTAG-bepaling.

De reconstructie begint met het zoeken van combinaties van twee paar jets waarbij uit elk paar een W^\pm -boson kan gereconstrueerd worden. Als eis nemen we dat:

$$|M_{inv,W^\pm} - M_{W^\pm}| \leq 25 \text{ GeV}/c^2,$$

waarbij M_{inv,W^\pm} de invariante massa is van het paar jets en voor de massa van het W^\pm -boson $M_{W^\pm} = 80.33 \text{ GeV}/c^2$ wordt genomen.

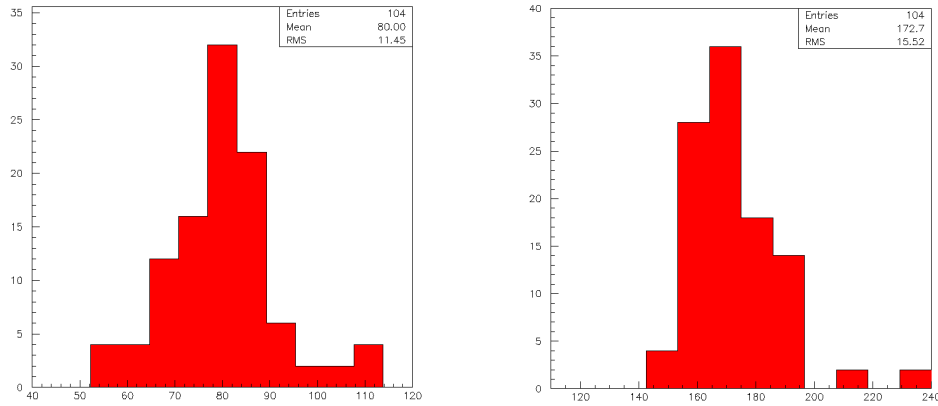
Als argument voor deze snede gebruiken we het linkse histogram in figuur 4.3, waarin we alle juist gereconstrueerde³ W^\pm -massa's hebben geplot uit het $m_{A^0} = 350 \text{ GeV}$ -staal, na Level 1 triggering. We zien dat het overgrote deel van de W^\pm -massa's inderdaad in het gebied van ~ 55 tot $\sim 105 \text{ GeV}/c^2$ liggen.

Alle zo gevormde W^\pm -bosonen zullen nu verenigd worden met een b -jet met als doel de reconstructie van de twee top-quarks. Analoog zullen we nu eisen dat:

$$|M_{inv,t} - M_t| \leq 35 \text{ GeV}/c^2,$$

²Elke gevonden jet wordt in de Ntuple geïndexeerd met een bepaalde jetnummer J. De energie-momentum viervector van die jet kan dan bijvoorbeeld aangeroepen worden met PJG(i,J) (met i=1...4).

³Met 'juist geconstrueerd' worden oplossingen bedoeld waarvan de juiste jets zijn teruggevonden voor de reconstructie van de W^\pm -bosonen. Oplossingen van type 4 en 5, zoals we later zullen zien.



Figuur 4.3: Massa-distributie van de juist gereconstrueerde W^\pm -bosonen (links) en t -quarks (rechts) in het $m_{A^0} = 350$ GeV staal na de L1 trigger.

met $M_{inv,t}$ de invariante massa is van het W^\pm -boson en een b -jet, en $M_t = 175$ GeV/ c^2 . In het rechtse histogram van figuur 4.3 kunnen we zien dat bij deze afbakening inderdaad het overgrote deel t -quarks zal teruggevonden worden.

Tot nu toe hebben we dus stellen van zes jets, die allen voldoen aan de twee bovenstaande reconstructie-eisen. Elk van deze stellen zullen nog voorzien worden van een derde b -jet, die zal gebruikt worden voor de reconstructie van de BEH-massa.

De zo gecreëerde mogelijke oplossingen bevatten dus allen zeven jets: drie b 's en vier gewone. Ook hier zullen we de jetnummers van deze zeven jets opslaan in een vector ISELJET(ISOL,I), dit voor alle mogelijke oplossingen.

Wanneer er geen mogelijke oplossing wordt gevonden stopt de poging tot reconstructie van deze gebeurtenis. Ook bij signaalgegevens zal dit vrij vaak voorkomen. Dit kan te wijten zijn aan jets die verloren gingen tijdens de detectie, een verkeerde b -tagging, type 2 gebeurtenissen, ... Concreet wordt in zo'n geval de gebeurtenis verworpen, en gaan we verder naar de volgende gebeurtenis.

Het vinden van de beste oplossing

We beschikken nu over een verzameling van mogelijke oplossingen, met elk hun specifieke combinatie van zeven jets. We willen nu een criterium invoeren dat zo efficiënt mogelijk de juiste oplossing uit de verzameling mogelijke oplossingen neemt. Onze keuze is gevallen op de stelling dat de juiste oplossing diegene is voor dewelke de functie

$$MDEV = (M_{inv,W_1^\pm} - M_{W^\pm})^2 + (M_{inv,t_1} - M_t)^2 + (M_{inv,W_2^\pm} - M_{W^\pm})^2 + (M_{inv,t_2} - M_t)^2 - \frac{1}{10} p_{T3de\ b-jet}$$

staal	# juiste reconstructies zonder $\frac{1}{10} p_{T3de\ b-jet}$ -term	# juiste reconstructies met $\frac{1}{10} p_{T3de\ b-jet}$ -term
$m_{A^0} = 250\ GeV$	23	24
$m_{A^0} = 300\ GeV$	20	21
$m_{A^0} = 350\ GeV$	20	22
$m_{A^0} = 400\ GeV$	21	22
$m_{A^0} = 450\ GeV$	18	18
$m_{A^0} = 500\ GeV$	17	17

Tabel 4.4: Invloed van de $\frac{1}{10} p_{T3de\ b-jet}$ -term op het aantal juist gereconstrueerde oplossingen bij de verschillende m_{A^0} -stalen na de Level-1 trigger.

minimaal is. De eerste vier delen in bovenstaand criterium zijn evident, terwijl de laatste term het besef impliceert dat een b -jet afkomstig uit een verval van een zeer massief deeltje zoals het H^\pm -boson, eerder een groot transvers impulsmoment zal bezitten. Uit tabel 4.4 blijkt dat de invoering van deze extra term slechts in weinige gevallen de keuze van het algoritme wijzigt. In de meeste gevallen zullen er immers slechts drie b -jets aanwezig zijn in de gebeurtenissen, en zullen de eerste vier termen in bovenstaand criterium reeds de juiste twee b -jets selecteren voor de opbouw van de top-quarks. De invoering van deze laatste term is dus vrijwel uitsluitend nodig voor gebeurtenissen met meer dan drie b -jets.

Komt deze beste oplossing overeen met de MC informatie van de generatie?

De vraag die zich nu stelt voor gebeurtenissen verschillend van type 1 en 2 is simpel: is de reconstructie juist? Zijn alle jets juist teruggevonden? Voor het beantwoorden van deze vraag beschikken we enerzijds over de energie-momentum viervectoren van de eindtoestand quarks in de Monte-Carlo informatie, en anderzijds over de energie-momentum viervectoren van de jets in de gereconstrueerde, juist geachte oplossing. Een nuttige parameter om na te gaan of een bepaalde hadron-jet inderdaad afkomstig is van een finaal quark, is de ΔR -parameter die we reeds in paragraaf 3.2.3 gedefinieerd hebben als:

$$\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}$$

met $\Delta\eta$ en $\Delta\phi$ respectievelijk het verschil in η - en ϕ -waarde tussen jet en deeltje. We zullen een jet aanvaarden als eindtoestand van een bepaald deeltje, wanneer er

tussen het deeltje en de jet geldt dat:

$$\Delta R \leq 0.4$$

(te vergelijken met de maximale ruimtehoek van de jet-kegel van 0.5 die we toelieten in het jet-finding algoritme in paragraaf 3.2.3).

We hebben dus een manier gevonden om na te gaan of een gereconstrueerde jet al dan niet de hadron-jet is afkomstig van een bepaald MC-deeltje.

Ons basierend op deze methode, kunnen we nu nagaan of we, enerzijds de juiste zeven jets hebben teruggevonden, en anderzijds, of de reconstructie van de W^\pm -bosonen en de t -quarks correct is verlopen. De vier gewone jets kunnen namelijk onderling permuteren, met een verkeerde W^\pm -bosonreconstructie tot gevolg. Voorts zijn er bij de reconstructie van de t -quarks zes mogelijkheden om de drie b -jets met de W^\pm -bosonen te combineren.

In totaal zullen er 24 combinaties mogelijk zijn voor het plaatsen van de jets over de verschillende bosonen en quarks. Gelukkig zullen de reconstructie-eisen er in de praktijk voor zorgen dat vele van deze combinaties uitgesloten worden, en zal het ‘beste oplossing’ criterium in de meeste gevallen de juiste combinatie selecteren.

Wanneer we toch concluderen dat er bij de reconstructie van een gebeurtenis verkeerde jets zijn gebruikt of dat deze verkeerde plaatsen hebben ingenomen, zullen we deze gebeurtenis labelen als type 3.

Reconstructie van de geladen BEH-massa

We hebben nu de reconstructie van twee t -quarks en een derde b -quark, waarvan we één top moeten combineren met de bottom quark voor de reconstructie van de geladen BEH-massa. Helaas is er kinematisch nog geen goed sluitend criterium om uit te maken welk top-quark hiervoor gebruikt moet worden⁴. In afwachting zullen we beide combinaties wegschrijven voor de analyse, wat helaas ook tot een verdubbeling van het aantal achtergrondoplossingen leidt.

Voor signaalgebeurtenissen waarvan men kon aantonen dat ze de volledig juiste jet-inhoud bezitten, kunnen we wel, terug op basis van de MC-info, nagaan welke H^\pm -reconstructie de juiste is. Een foute combinatie wordt als type 4 gecatalogeerd, terwijl de juiste als een oplossing van type 5 wordt gelabelled. De reconstructie van een gebeurtenis kan dus ofwel tot één oplossing van zowel type 4 als 5, ofwel tot twee oplossingen van type 1, 2 of 3 leiden.

⁴In referentie [46] kan men het resultaat vinden van een zoektocht naar een duidelijk kinematisch verschil tussen beide mogelijkheden. Maar, zoals gezegd, vond men hierbij geen sluitend criterium.

Globaal

Aan de hand van het reconstructieschema 4.2 en bovenstaande tekst hebben we aangetoond hoe we te werk zullen gaan bij de reconstructie van een gebeurtenis. Van alle gebeurtenissen die een reconstructie toelaten zal de interessante informatie worden weggeschreven voor latere analyse. Zo zullen bijvoorbeeld de p_T - en η -waarden van alle gevonden jets worden weggeschreven, alsook de massa's van alle gereconstrueerde deeltjes. Voor de resulterende massaverdelingen verwijzen we naar paragraaf 4.2.3.

Eerst zullen we tonen voor hoeveel achtergrond- en signaalgebeurtenissen deze reconstructie mogelijk is, en hoe de verdeling zal zijn van het aantal signaaloplossingen over de verschillende types. De betekenis van deze types worden nog eens samengevat in tabel 4.5.

type	beschrijving
type 1	gereconstrueerde oplossingen uit tt -achtergrondgebeurtenissen
type 2	fout gereconstrueerde oplossingen uit $tH^\pm \rightarrow bbbj\nu_l\nu_l$ of $tH^\pm \rightarrow bbbll\nu_l\nu_l$ signaalgebeurtenissen
type 3	oplossingen met een foute jetinhoud
type 4	oplossing met een juiste jetinhoud maar een foute H^\pm -reconstructie
type 5	volledig juist gereconstrueerde oplossing

Tabel 4.5: De verschillende ingevoerde types van oplossingen.

4.2.2 Aantal reconstrueerbare gebeurtenissen en hun verdeling over de verschillende types oplossingen

We zullen de reconstructie-code uitvoeren op al de verschillende data-files die werden weggeschreven na de selectiefase. Dit omvat dus files met ofwel achtergrond- ofwel signaalgebeurtenissen (bij verschillende A^0 -massa's), na zowel de Level-1 als de HLT bij lage luminositeit.

In de tabellen 4.6 en 4.7 vertrekken we van het aantal gebeurtenissen die per staal werden doorgelaten na de selectie, en tonen we hoeveel oplossingen de reconstructie-code vindt, alsook hoe de verdeling van deze oplossingen over de verschillende types is.

staal	# gebeurt. na selectie	# opl. type 1	# opl. signaal	# opl. type 2	# opl. type 3	# opl. type 4	# opl. type 5
tt-achtergrond	63048	39180	0	0	0	0	0
$m_{A^0} = 250 \text{ GeV}$	1044	0	808	144	616	24	24
$m_{A^0} = 300 \text{ GeV}$	1138	0	856	130	684	21	21
$m_{A^0} = 350 \text{ GeV}$	1003	0	740	140	556	22	22
$m_{A^0} = 400 \text{ GeV}$	813	0	604	116	444	22	22
$m_{A^0} = 450 \text{ GeV}$	681	0	476	96	344	18	18
$m_{A^0} = 500 \text{ GeV}$	567	0	356	78	244	17	17

Tabel 4.6: Het aantal door reconstructie-code gevonden oplossingen en hun verdeling over de verschillende types, met als input de gebeurtenissen uit de selectie-files na de Level-1 trigger, bij lage luminositeit en voor 30 fb^{-1} .

staal	# gebeurt. na selectie	# opl. type 1	# opl. signaal	# opl. type 2	# opl. type 3	# opl. type 4	# opl. type 5
tt-achtergrond	8231	2980	0	0	0	0	0
$m_{A^0} = 250 \text{ GeV}$	91	0	52	12	32	4	4
$m_{A^0} = 300 \text{ GeV}$	139	0	50	6	40	2	2
$m_{A^0} = 350 \text{ GeV}$	141	0	56	12	34	5	5
$m_{A^0} = 400 \text{ GeV}$	127	0	56	10	44	1	1
$m_{A^0} = 450 \text{ GeV}$	137	0	54	16	32	3	3
$m_{A^0} = 500 \text{ GeV}$	112	0	42	8	26	4	4

Tabel 4.7: Het aantal door reconstructie-code gevonden oplossingen en hun verdeling over de verschillende types, met als input de gebeurtenissen uit de selectie-files na de HLT, bij lage luminositeit en voor 30 fb^{-1} .

In bovenstaande tabellen kunnen we de volgende zaken opmerken:

- De HLT werkt voorlopig te streng voor ons vervalkanaal. Van bijvoorbeeld de 20350 geproduceerde signaalgebeurtenissen bij $m_{A^0} = 350$ GeV vinden we er na de analyse slechts 28 terug die oplossingen hebben. Slechts voor vijf gebeurtenissen kan een oplossing van type 5 gereconstrueerd worden. Er is dus een extra trigger nodig die efficiënter onze signaalgebeurtenissen door de HLT laat. We zullen hierop terugkomen in sectie 5.2.

- Onder de gebeurtenissen na de L1 trigger zal de reconstructie tot een fikse reductie leiden van de data. In een kleine 40% van de gevallen zal een bij de selectie doorgelaten signaalgebeurtenis informatie bevatten die de reconstructie van oplossingen toelaat. Voor de rest van de signaalgebeurtenissen zal het dus onmogelijk zijn om een oplossing te reconstrueren.

In de meeste gevallen is dit te wijten aan het feit dat er zich onder de 7 doorgelaten jets in de selectie foute jets bevinden. Deze kunnen het resultaat zijn van radiatieve QCD-processen, of door het feit dat een jet door het jet-finding algoritme verkeerdelijk werd gesplitst in twee afzonderlijke jets.

- Wat ook onrust baart, is het lage aantal type-5 oplossingen. Dit verdient dan ook de nodige uitleg.

Eerst en vooral zou het interessant zijn te weten hoeveel signaalgebeurtenissen nog over de nodige jets beschikken voor de opbouw van type-5 oplossingen. We zullen hiervoor per gebeurtenis nagaan of er zich tussen al de mogelijke gereconstrueerde oplossingen (dus net voor de bepaling van de beste oplossing) een oplossing bevindt die de juiste jetinhoud bezit. Hiervoor zullen we ons terug baseren op de MC-informatie bij de generatie. Indien er geen zulke oplossing bestaat, moeten we concluderen dat ofwel in deze gebeurtenis niet het gezochte vervalkanaal heeft plaatsgevonden, ofwel, dat er tijdens de detectie of b-tagging zaken verkeerd zijn gelopen. Factoren dus, die onafhankelijk zijn van deze reconstructiecode. Belangrijker is in hoeveel gevallen het criterium voor de beste oplossing de juiste jetinhoud terugvindt, en in hoeveel gevallen deze jetinhoud dan nog overeenstemt met een juiste reconstructie van de W^\pm -bosonen en t -quarks. We hebben dit alles onderzocht voor de $m_{A^0} = 250, 350$ en 500 GeV stalen na de L1 trigger. De resultaten hiervan worden getoond in tabel 4.2.2.

staal	# geanalyseerd	# MC opl.	# mogelijke T5 opl.	# juiste jetinhoud onder 'beste' opl.	# T5 opl. signaal
$m_{A^0} = 250 \text{ GeV}$	1044	802	74	47	24
$m_{A^0} = 350 \text{ GeV}$	1003	750	57	44	22
$m_{A^0} = 500 \text{ GeV}$	567	427	27	21	17

Tabel 4.8: Onderzoek van de type 5 oplossingen.

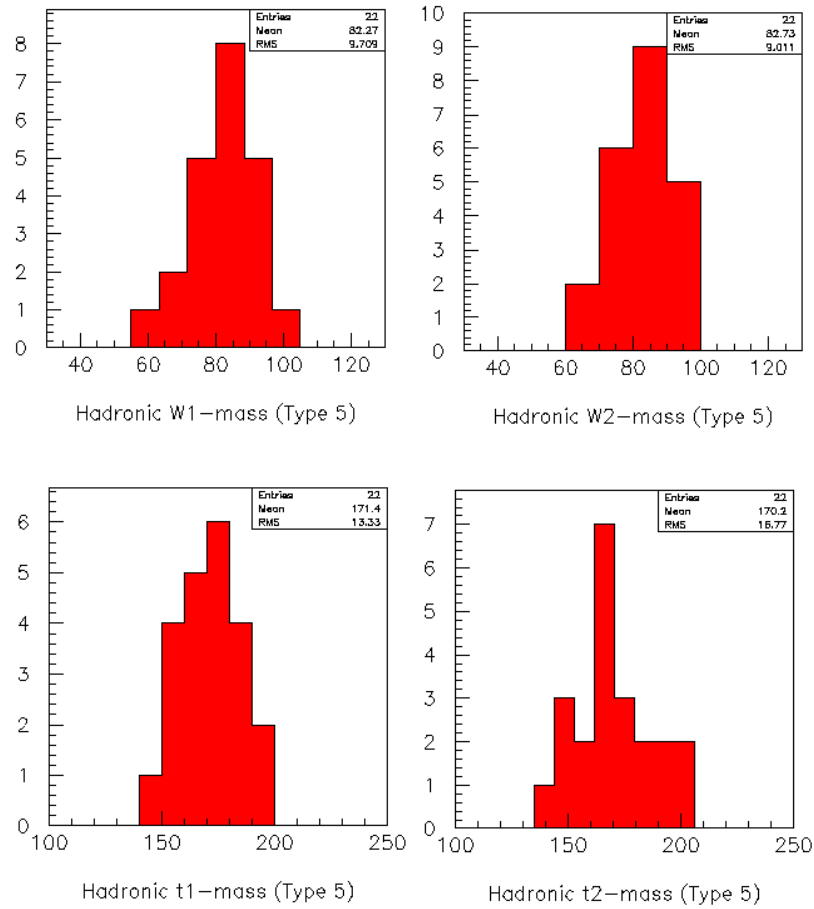
Het eerste wat we hieruit kunnen concluderen is dat bij de meeste signaalgebeurtenissen een verkeerde b -tag of het niet terugvinden van een jet aan de basis moet liggen van de lage opbrengst. Dit leiden we af uit het feit dat het overgrote deel van de geanalyseerde signaalgebeurtenissen de Monte Carlo informatie bezit voor ons gezocht vervalkanaal, terwijl het terugvinden van deze jets in het merendeel van de gebeurtenissen niet is gelukt.

Een tweede punt dat kan opgemerkt worden is dat het vinden van de juiste oplossing uit de verzameling mogelijke oplossingen over het algemeen vrij goed werkt, maar dat zijn efficiëntie wel sterk afhankelijk is van de m_{A^0} -massa. We vinden deze afhankelijkheid ook terug bij de efficiëntie voor het vinden van de uiteindelijk type-5 oplossingen. Dit valt te verklaren door de gemiddeld hogere energieën van de jets uit het verval van een zwaar H^\pm -boson, wat als gevolg heeft dat de mogelijkheden voor de reconstructie van de W^\pm -bosonen en t -quarks zullen afnemen en de efficiëntie voor het kiezen van de juiste oplossing bijgevolg zal toenemen.

De belangrijkste problemen voor het terugvinden van type 5 oplossingen zijn dus enerzijds de lage efficiëntie in de detectie en labelling van vier gewone en drie b -jets, en anderzijds de structuur van onze eindtoestand, die leidt tot een groot aantal combinatiemogelijkheden (vooral bij lage m_{A^0} -waarden).

4.2.3 Gereconstrueerde massaverdelingen

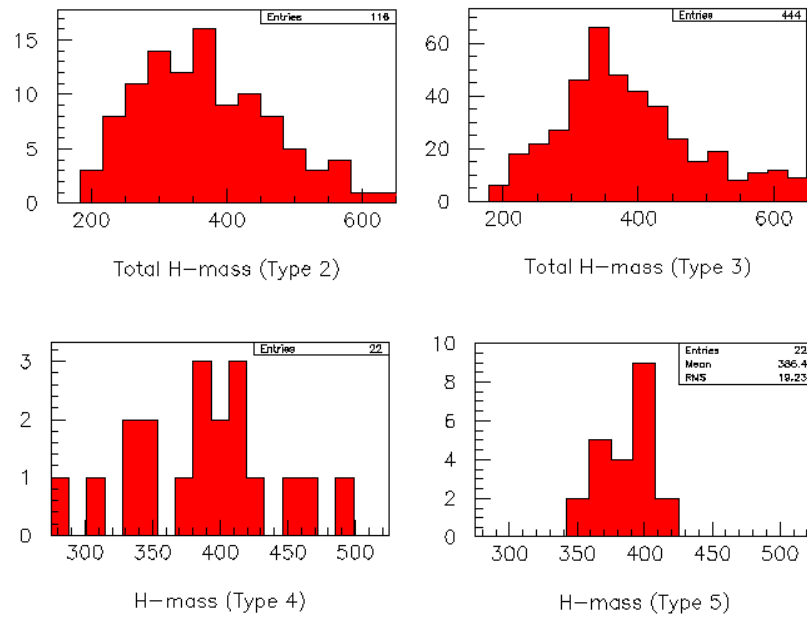
Als eerste reeks verdelingen zullen we de gereconstrueerde W^\pm - en t -massa's plotten voor oplossingen van type 5. Hierin willen we, ondanks de zeer lage statistiek, aantonen dat de distributies zoals verwacht rond de theoretische waarde liggen. De resultaten worden getoond in figuur 4.4, en zijn bekomen uit de analyse van het $m_{A^0} = 400 \text{ GeV}$ -staal.



Figuur 4.4: Massa-verdelingen van de gereconstrueerde type-5 W^\pm -bosonen en t -quarks, allen voor het $m_{A^0} = 400$ GeV-staal.

In een tweede reeks distributies in fig. 4.5, hebben we de bijdrage van de verschillende types oplossingen tot de gereconstrueerde H^\pm -massa getoond. We zien dus dat de type 2 oplossingen leiden tot massa's over een zeer groot massabereik, wat begrijpbaar is als we denken dat in type 2 oplossingen ons vervaalkanaal niet is opgetreden, en de reconstructie dus gebruik moet gemaakt hebben van jets ontstaan na radiatieve processen. De gereconstrueerde H^\pm -massa zal bijgevolg vrij willekeurig zijn.

Type-3 oplossingen zullen daarentegen leiden tot histogrammen met een piekwaarde lager dan de geanalyseerde H^\pm -massa. Een belangrijke oorzaak hiervoor is het gebruik van een foute 3de b -jet in de reconstructie. De juiste 3de b -jet zal immers in de meeste gevallen een grotere energie bezitten dan andere b -jets, met als gevolg dat we voor een foute 3de b -jet te lage BEH-massa's terugvinden.



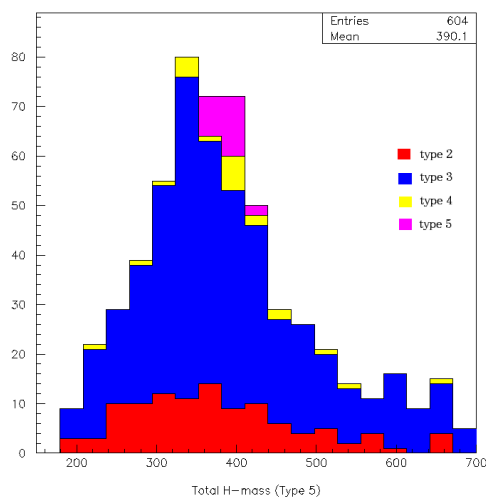
Figuur 4.5: Bijdrage van de verschillende typen oplossingen tot de gereconstrueerde H^\pm -massa voor $m_{A^0} = 400$ GeV.

Voorts kunnen we zien dat de type-4 oplossingen zoals verwacht eerder willekeurig verdeeld zijn, terwijl we voor de juiste H^\pm -reconstructies een piekwaarde zien verschijnen in de buurt van de verwachte 408 GeV.

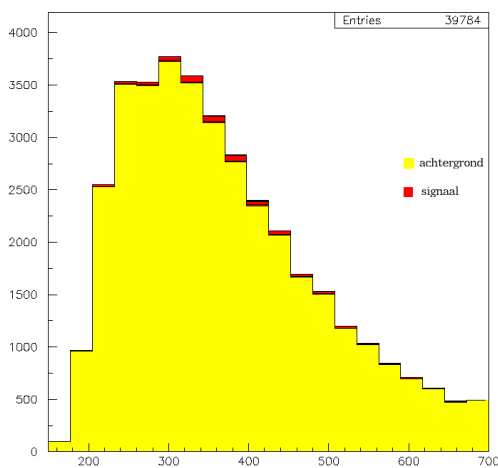
In figuur 4.6 hebben we al deze bijdragen in eenzelfde histogram geplaatst. We zien hierbij dat de in verhouding talrijke type-3 oplossingen de piekwaarde doen verschuiven naar een lagere gereconstrueerde massa.

Al bij al kunnen we dus zeggen dat de reconstructiecode naar behoren werkt, maar dat we gelimiteerd zijn in de interpretatie van onze gegevens door de lage statistiek.

Tot slot hebben we in figuur 4.7 ook de achtergrondgebeurtenissen in rekening gebracht. Zoals we al konden vermoeden, zullen de signaaloplossingen hierbij sterk overtroffen worden door de talrijke foute reconstructies uit de achtergrondgebeurtenissen.



Figuur 4.6: Samenstelling van het totale gereconstrueerde m_{H^\pm} -signaal.



Figuur 4.7: Superpositie van de gereconstrueerde H^\pm -massa's uit de signaaltypen-oplossingen met de massa's verkregen uit de type-1 oplossingen.

4.2.4 Bepaling van de significantieniveau's

We zouden nu nog graag een idee vormen van hoe nuttig deze analyse is geweest. In welke gebieden van de $(m_{A^0}, \tan \beta)$ -parameterruimte zullen onze opgestelde selectie- en analysecodes bijvoorbeeld wel doeltreffend blijken? Welk criterium zullen we hiervoor gebruiken? Vragen die we hier zullen toelichten.

Wanneer we het bestaan van een deeltje willen aantonen aan de hand van een meting, moeten we een criterium hebben dat aangeeft hoe betrouwbaar deze bewering is. Hiervoor definieert men de statistische significantie σ als

$$\sigma = \frac{S}{\sqrt{S+B}},$$

met S het aantal signaal- en B het aantal achtergrondgebeurtenissen in een gekozen interval. Vanaf een significantiewaarde van 5 wordt gesproken van een ontdekking.

Om een beeld te krijgen van de mogelijkheden van een analyse, zal men voor elk onderzocht kanaal een $5\text{-}\sigma$ -contourlijn opstellen. Hiermee bedoelt men een scheidingslijn in een bepaalde parameterruimte, waarmee men aangeeft in welke delen van deze parameterruimte dit vervalkanaal kan gebruikt worden om het bestaan van een bepaald deeltje aan te tonen.

We zullen nu trachten de $5\text{-}\sigma$ -contourlijnen in de $(m_{A^0}, \tan \beta)$ -parameterruimte op te stellen voor de gegevens na de L1 trigger. Hierbij moeten we wel opmerken dat deze contourlijnen ons slechts een idee zullen opleveren van de bruikbaarheid van onze analyse, maar zeker niet mogen gezien worden als zijnde een nauwkeurig bekomen resultaat. In feite is het bepalen van een significantie enkel betekenisvol als de onderliggende theorie nauwkeurig gekend is, wat voor onze analyse niet het geval is.

Als vertrekpunt nemen we het aantal gereconstrueerde signaal- en achtergrondoplossingen na de Level-1 trigger voor een geïntegreerde lage luminositeit van 30 fb^{-1} en $\tan \beta = 30$. Voor elk staal kan men dan de significantiewaarde bepalen. Deze waarden worden samengevat in onderstaande tabel.

We hebben nu een formule nodig die de link legt tussen de zo bekomen σ -waarde en de $\tan \beta$ -waarde, willen we te weten komen voor welke $\tan \beta$ -waarden het met onze analyse mogelijk wordt om het bestaan van het geladen BEH boson aan te tonen.

We kunnen deze relatie halen uit het $\tan \beta$ -afhankelijke deel van de formule voor de productie werkzame doorsnede voor het $gb \rightarrow tH^\pm$ -kanaal,

staal	#achtergrondopl.	#signaalopl.	significantie
$m_{A^0} = 250 \text{ GeV}$	39180	802	4,1
$m_{A^0} = 300 \text{ GeV}$	39180	894	4,5
$m_{A^0} = 350 \text{ GeV}$	39180	750	3,8
$m_{A^0} = 400 \text{ GeV}$	39180	609	3,1
$m_{A^0} = 450 \text{ GeV}$	39180	511	2,6
$m_{A^0} = 500 \text{ GeV}$	39180	427	2,2

Tabel 4.9: Bekomen significantiewaarden voor de geanalyseerde stalen na de Level-1 trigger.

$$W(gb \rightarrow tH^\pm) \propto (m_t^2 \cot^2 \beta + m_b^2 \tan^2 \beta)$$

dat we reeds bespraken in paragraaf 3.1.1. We hebben hierin de werkzame doorsnede genoteerd met de letter W , om niet te verwarren met de significantie σ .

Voor twee verschillende waarden $\tan \beta_1$ en $\tan \beta_2$ geldt nu dat

$$\frac{W_1(gb \rightarrow tH^\pm)}{W_2(gb \rightarrow tH^\pm)} = \frac{S_1 \mathcal{L}_{int2} BR(H^\pm \rightarrow tb)_2}{S_2 \mathcal{L}_{int1} BR(H^\pm \rightarrow tb)_1} \simeq \frac{S_1}{S_2} = \frac{S_1/\sqrt{B}}{S_2/\sqrt{B}} \simeq \frac{\sigma_1}{\sigma_2},$$

met BR de vertakkingsverhouding en \mathcal{L}_{int} de geïntegreerde luminositeit van 30 fb^{-1} . Hierbij hebben we de vertakkingsverhouding voor $H^\pm \rightarrow tb$ bij een bepaalde m_{A^0} -waarde ook als constant genomen, wat vooral voor hogere $\tan \beta$ -waarden een zeer goede benadering is, alsook de significantie benaderd als S/\sqrt{B} , wat gezien ons groot aantal achtergrondoplossingen verantwoord is.

We vinden dus dat

$$\frac{\sigma_1}{\sigma_2} \simeq \frac{(m_t^2 \cot^2 \beta_1 + m_b^2 \tan^2 \beta_1)}{(m_t^2 \cot^2 \beta_2 + m_b^2 \tan^2 \beta_2)},$$

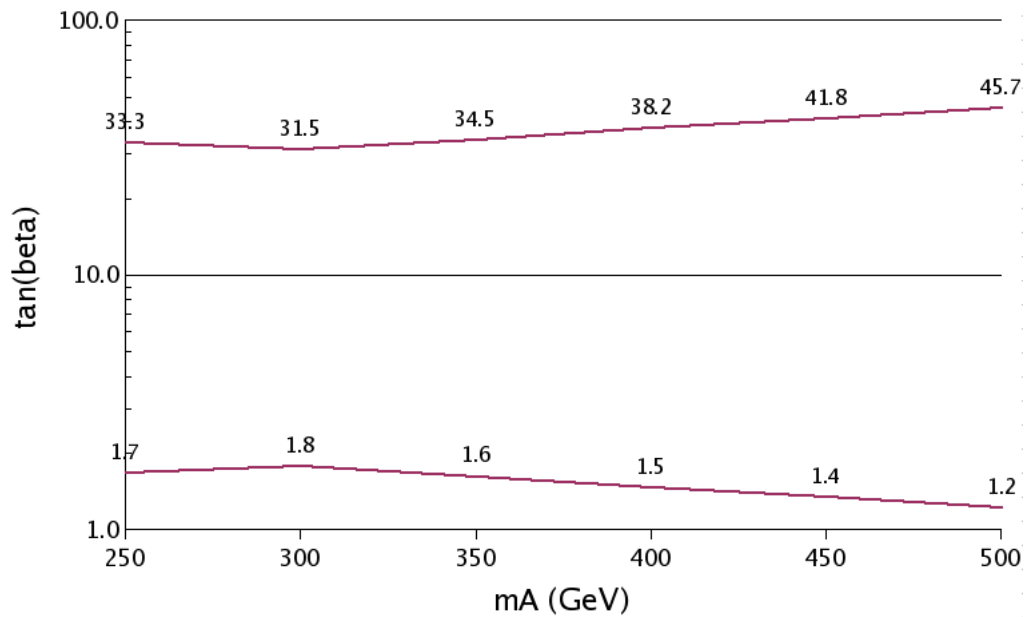
waaruit we de positieve $\tan \beta_2$ -waarden kunnen halen, die gegeven worden door:

$$\tan \beta_2 = \sqrt{\frac{(\sigma_2 m_t^2 \cot^2 \beta_1 + \sigma_2 m_b^2 \tan^2 \beta_1) \pm \sqrt{(\sigma_2 m_t^2 \cot^2 \beta_1 + \sigma_2 m_b^2 \tan^2 \beta_1)^2 - 4\sigma_2^2 m_t^2 m_b^2}}{2\sigma_1 m_b^2}}.$$

Met $\tan \beta_1 = 30$, σ_1 de bekomen significantiewaardes uit tabel 4.9 en σ_2 de geëiste grenswaarde van 5, zullen de $\tan \beta_2$ -waarden de gezochte punten zijn voor de samenstelling van de 5- σ -contourlijnen in het $(m_{A^0}, \tan \beta)$ -vlak. De zo bekomen punten worden per m_{A^0} -waarde getoond in tabel 4.10, terwijl men de overeenkomstige 5- σ -contourlijnen in figuur 4.8 kan terugvinden.

staal	significantie	$\tan \beta_{2,-}$	$\tan \beta_{2,+}$
$m_{A^0} = 250 \text{ GeV}$	4,1	33,3	1,7
$m_{A^0} = 300 \text{ GeV}$	4,5	31,5	1,8
$m_{A^0} = 350 \text{ GeV}$	3,8	34,5	1,6
$m_{A^0} = 400 \text{ GeV}$	3,1	38,2	1,5
$m_{A^0} = 450 \text{ GeV}$	2,6	41,8	1,4
$m_{A^0} = 500 \text{ GeV}$	2,2	45,7	1,2

Tabel 4.10: De $\tan \beta$ grenswaarden per m_{A^0} -waarde, waarbij men met onze uitgevoerde analyse een significantieniveau zou halen van $\sigma=5$. Deze tabel toont de waarden van de stalen na de L1-trigger.



Figuur 4.8: 5- σ -contourlijnen overeenkomstig met tabel 4.10.

Hoofdstuk 5

Conclusies

5.1 Bespreking van de resultaten

We kunnen eerlijk stellen dat de uitgevoerde analyse van ons volledig hadronisch $tH^\pm \rightarrow bbbjjjj$ -vervalkanaal op het eerste zicht niet erg toepasbaar lijkt. Slechts voor zeer hoge en zeer lage $\tan\beta$ waarden kunnen we voor dit kanaal de vereiste $\sigma = 5$ -waarde halen, en zelfs dan zullen we geen duidelijk afgetekende piek zien verschijnen op de achtergrond. Het aantal volledig juist gereconstrueerde oplossingen zal immers slechts $\sim 1/30$ tot $\sim 1/10$ bedragen van het totale aantal signaaloplossingen. Bij onze selectie en analyse hebben we getracht om bij elke uitgevoerde stap een idee te hebben van zijn efficiëntie, om zo precies te weten waar de zwakke punten voor dit verval kanaal liggen.

Voor we deze punten echter schetsen, moeten we opmerken dat onze uitgangspositie al ongunstig was. Het zoeken naar een volledig hadronische eindtoestand onder de vele QCD-achtergrondreacties is geen evidente opdracht. De verhouding van het aantal geproduceerde signaal- en achtergrondgebeurtenissen (S/N) is immers van de orde van $\sim 10^{-3}$. Hierbij komt nog dat slechts in 45,7 % ons volledig hadronisch verval kanaal zal optreden, wat deze verhouding nog doet dalen met ongeveer een factor 2.

Wanneer we dan met dit grote aantal achtergrond- en eerder lage aantal signaalgebeurtenissen naar de triggers trekken in de hoop om hun verhouding te verbeteren, merken we dat zowel de Level-1 trigger als de High Level Trigger hier enkel in slagen bij hoge m_{A^0} -waarden (stijging S/N tot $\sim 10^{-2}$). Voor de Level-1 trigger is dit niet zo'n groot probleem, omdat deze nog een groot percentage signaalgebeurtenissen doorlaat. Hiermee in tegenstelling zal de HLT slechts zeer weinig data selecteren, en op dit moment bijgevolg vrij onbruikbaar zijn (zie tabel 4.1). Vandaar de keuze om de latere analyse enkel door te voeren voor gebeurtenissen geaccepteerd door de Level-1 trigger.

Ook de signaalcriteria zullen hun tol eisen. Vooral de inefficiëntie van de b -tagging zal leiden tot een heus verlies aan signaal. Zo konden slechts voor gemiddeld $\sim 17\%$ van de gevallen de drie gevraagde b -jets worden teruggevonden door het b -tagging algoritme. Ook zullen niet alle jets worden teruggevonden, wat vooral te wijten is aan de beperkte detector-acceptantie ($|\eta| < 2,4$; $p_{T_{jet}} > 20$ GeV), en de imperfectie van de jetfinding algoritmes.

Ook bij de reconstructie stoten we op een aantal grote moeilijkheden. Zo zal het terugvinden van de juiste jetcombinatie binnen een gebeurtenis met nog de volledige jetinhoud, geen makkelijke zaak blijken. Enerzijds heeft men vier gewone jets die juist moeten verdeeld worden in twee paren voor de reconstructie van de juiste W^\pm -bosonen, en anderzijds moet men beide gereconstrueerde W^\pm -bosonen combineren met de juiste b -jet voor de opbouw van beide t -quarks. Dit resulteert in 24 mogelijke combinaties voor het plaatsen van de vier gewone jets en de twee b -jets. Door bij de reconstructie eisen te leggen op de invariante massa's van de gereconstrueerde W^\pm -bosonen en t -quarks, slaagden we erin deze factor terug te dringen tot $\sim 1/3$ voor lage m_{A^0} - en $\sim 2/3$ bij hoge m_{A^0} -waarden (zie tabel 4.2.2).

Ook beschikken we voorlopig niet over een geschikte snede om uit te maken met welk gereconstrueerd t -quark we de derde gevonden b -quark moeten combineren voor de reconstructie van de geladen BEH-massa. Vandaar dat we verplicht waren om beide combinaties te houden, met als gevolg een verdubbeling van het aantal achtergrondoplossingen en een heel deel verkeerde signaalreconstructies.

Uiteraard hadden we liever betere resultaten naar voor kunnen brengen. We zijn dit jaar dan ook lang op zoek geweest naar de 'ideale' sneden, om ons bijvoorbeeld te verlossen van de ambiguïteit bij de reconstructie van het H^\pm -boson. Het grote probleem voor het vinden van zo'n snede vormt het feit dat we niet weten bij welke massamiddelpuntsenergie een interactie heeft plaatsgevonden, en dat de deeltjes als het ware een willekeurige Lorentz-boost meekrijgen. Al vrij snel hebben we dus moeten inzien dat het vinden van zo'n snede zeker niet evident is en, indien er een mogelijkheid is om deze te vinden, deze zeker een uitgebreide kinematische studie zal eisen.

Is er dan geen enkel lichtpunt? Gelukkig wel. De opdracht voor deze licentiaatsverhandeling zou niet aan de orde zijn geweest mocht er geen enkel perspectief bestaan dat dit vervalkanaal alsnog belangrijk kan worden.

In de volgende sectie zullen we toelichten welke verbeteringen aan onze gebruikte selectie- en analysestrategie enerzijds in onderzoek zijn, of anderzijds zelf nog kunnen worden uitgevoerd.

5.2 Mogelijke verbeteringen

Gelukkig ziet men de kans om veel van de in vorige sectie geschetste signaalreducerende factoren op termijn te optimaliseren. We zullen hier een opsomming geven van de voor ons vervalkanaal verwachte verbeteringen.

- Eén van de meest cruciale verbeteringen moet de invoering van een b -trigger worden in de HLT. Zoals we hebben aangetoond is het immers onmogelijk om op dit moment gebruik te maken van de HLT, wat sowieso een vereiste is wil men van dit vervalkanaal gebruik maken in de speurtocht naar het geladen BEH-boson. Er wordt momenteel dan ook intensief gewerkt aan de implementatie van zo'n b -trigger.
- We verlangen ook een efficiëntere b -tagging. Voorlopig vormt dit de grootste oorzaak van ons verlies aan signaalgebeurtenissen na de L1-trigger. Op termijn hoopt men een b -taggingefficiëntie te kunnen halen van $\sim 80\%$ bij een zuiverheid van zo'n 99% , wat zou leiden tot een kans van ongeveer 50% om de drie geproduceerde b -jets terug te vinden. Voor een huidige kans van $\sim 17\%$, kunnen we dus conservatief een verhoging van het aantal signaaloplossingen verwachten met een factor ~ 3 .

Hierbij komt nog de vraag welke drempelwaarde we optimaal moeten nemen op de BTAG-parameter. In dit eindwerk hebben we geëist dat een b -jet een $BTAG > 2$ moet bezitten. Deze waarde gaf immers de betere resultaten als we kiezen voor het vast instellen van deze parameter.

Nu moeten we toegeven dat het vergelijken van alle jets met deze ene vaste waarde in feite niet optimaal is. De BTAG-waarde hangt immers af van de p_T -waarde van de betrokken jet¹. In referentie [41] raadt men volgende sneden aan:

¹In energierijkere b -jets zullen de B -mesonen gemiddeld een langere weg afleggen voor ze vervallen, waardoor de impact parameter over het algemeen groter zal zijn, met een hogere BTAG-waarde als gevolg.

p_T jets	b -jet als
$p_T < 80 \text{ GeV}$	$BTAG > 1,5$
$80 < p_T < 150 \text{ GeV}$	$BTAG > 2,0$
$p_T > 150 \text{ GeV}$	$BTAG > 2,5$

Tabel 5.1: Richtlijnen uit [41] m.b.t. de b -tagging grenswaarden.

In plaats van een vaste grenswaarde willen we nu nagaan of er enige verbetering optreedt indien we voor elke jet apart zijn grenswaarde berekenen afhankelijk van zijn p_T -waarde. Hiervoor gebruikten we de functie:

$$BTAG_{min} = \frac{3}{280}p_T \text{ (in GeV)} + \frac{25}{28} \quad p_T \leq 150 \text{ GeV}$$

$$BTAG_{min} = 2,5 \quad p_T > 150 \text{ GeV} \text{ ,}$$

waarbij de eerste functie de rechte voorstelt tussen de $(p_T, BTAG)$ -punten $(80 \text{ GeV}, 1,75)$ en $(150 \text{ GeV}, 2,5)$.

Wanneer we deze strategie doorvoeren, verkrijgen we de volgende resultaten na de Level-1 trigger: Wanneer we deze resultaten vergelijken met tabel 4.6,

staal	# gebeurt. na selectie	# opl. type 1	# opl. signaal	# opl. type 2	# opl. type 3	# opl. type 4	# opl. type 5
tt-achtergrond	368136	50932	0	0	0	0	0
$m_{A^0} = 250 \text{ GeV}$	2754	0	916	144	724	24	24
$m_{A^0} = 300 \text{ GeV}$	2592	0	926	146	736	22	22
$m_{A^0} = 350 \text{ GeV}$	2330	0	870	154	660	28	28
$m_{A^0} = 400 \text{ GeV}$	1907	0	656	126	486	22	22
$m_{A^0} = 450 \text{ GeV}$	1547	0	526	114	380	16	16
$m_{A^0} = 500 \text{ GeV}$	1318	0	404	90	288	13	13

Tabel 5.2: Aantal gereconstrueerde oplossingen na de Level-1 trigger voor een p_T -afhankelijke $BTAG$ -drempelwaarde.

merken we dat deze methode echter geen verbetering is. Het aantal achtergrondgebeurtenissen is drastisch verhoogd, terwijl het aantal type-5 oplossingen vaak minder talrijk zijn. Een vast gekozen $BTAG$ -grenswaarde van 2 geeft dus nog steeds de beste resultaten.

- Voorts hopen we nog op een positieve kinematische studie die een mogelijkheid brengt om een deel van onze grote combinatorische achtergrond te verwerpen.

Vooraf een geschikte methode om uit te maken welke H^\pm -bosonreconstructie juist is, zal uiterst nuttig zijn. Om zo'n kinematische studie mogelijk te maken moet men wel kunnen beschikken over een zeer betrouwbare Monte-Carlo simulatie van gebeurtenissen, hetgeen op dit moment nog niet het geval is.

- Tot slot kan men onze verkregen signaalgegevens trachten te combineren met analyses van het semi-leptonisch verval, zijnde $tH^\pm \rightarrow bbbj\ell\nu_t^2$. Dit verval heeft als voordeel dat er minder combinatorische achtergrond zal zijn voor zijn eindtoestanden, maar zal van de andere kant wel slechts één nauwkeurige W^\pm -bosonreconstructie toelaten. Dit, door het gemis aan kennis van de longitudinale impulscomponente van het geproduceerde neutrino³. Een ander groot pluspunt aan deze reactie is het feit dat zijn eindtoestanden, door de aanwezigheid van een energierijk lepton, gemakkelijker door de HLT geraken. De resultaten na de Level-1 trigger zijn echter vrij analoog [47].

5.3 Enkele bemerkingen omtrent de generatie van gegevens

Zoals reeds vermeld, is men er in geslaagd om ook de Next-to-Leading-Order (NLO) correcties op het productieproces $gb \rightarrow tH^\pm$ te berekenen. Door de vele problemen omtrent de interpretatie van deze correcties, was het tot op heden onverantwoord om deze NLO-processen op te nemen in het PYTHIA-programma. Wanneer deze problemen echter van de baan zijn, zal het mogelijk worden ook H^\pm -bosonen te genereren via het proces $gg \rightarrow tH^\pm b$. Ondanks zijn lagere werkzame doorsnede, bezit dit kanaal het voordeel dat op vier b -jets kan geselecteerd worden, wat een veel grotere reductie van de achtergrond zou teweeg brengen.

Ook voor de gebruikte $t\bar{t}$ -achtergrond dienen nog een aantal correcties te worden uitgevoerd. Zo produceert het PYTHIA-programma over het algemeen in vergelijking men een aantal fenomenologische QCD-modellen te weinig jets, en zijn ook voor de $t\bar{t}$ -achtergrondproductie nog een aantal productiekanalen niet volledig opgenomen in het simulatieprogramma (bijvoorbeeld het $t\bar{t}b\bar{b}$).

Voor meer informatie omtrent de productie van het geladen BEH-boson in bottom-gluon fusiereacties verwijzen we naar referentie [48].

²Hierbij dient wel opgepast te worden dat geen gebeurtenissen dubbel worden geteld.

³Het is om deze reden dat het leptonisch verval praktisch niet bestudeerd wordt.

Nawoord

Het detecteren van het geladen BEH-boson via zijn volledig hadronisch vervalkanaal, $tH^\pm \rightarrow bbbjjjjj$, zal zeer moeilijk zijn. Slechts voor eerder extreme waarden in de $(m_{A^0}, \tan\beta)$ -parameterruimte zal de huidige analyse bruikbaar zijn. Athans, voor de reconstructie na de Level-1 trigger. De High Level Trigger daarentegen zal te streng zijn voor ons kanaal zolang er geen b -trigger wordt opgenomen.

Maar, zelfs met een zeer goede b -trigger, en een hoge b -taggingsefficiëntie zal de QCD-achtergrond zeer hoog blijven. In dit geval kunnen we wel veel betere resultaten verwachten van het productiekanal $gg \rightarrow tH^\pm b$, dat leidt tot vier b -jets in de eindtoestand. Een selectie-criterium voor vier b -jets zal ons immers van zeer veel QCD-achtergrond kunnen verlossen.

Toch zie ik als cruciale voorwaarde voor het gebruik van ons hadronisch vervalkanaal (alook voor het semi-leptonisch verval) het vinden van een duidelijk verschil in kinematica tussen een signaal- en achtergrondgebeurtenis. Dit zal echter een zeer moeilijke opdracht zijn, gezien de onbekende massamiddelpuntsenergie en de willekeurige Lorentz-boosts van de deeltjes in een LHC-gebeurtenis.

Bibliografie

- [1] F. Halzen, A. Martin, *Quarks and Leptons*, John Wiley & Sons, New York, 1984.
- [2] F. Englert, R. Brout, *Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons*, Phys. Rev. Lett. **13**, 1964, 321-323.
- [3] P.W. Higgs, *Spontaneous Symmetry Breakdown without Massless Bosons*, Phys. Rev. **145**, 1966, 1156-1163.
- [4] P.W. Higgs, *Broken Symmetry and the Masses of Gauge Bosons*, Phys. Rev. Lett. **13**, 1964, 508.
- [5] P.A.M. Dirac, Proc. Roy. Soc., **A114**, 243.
- [6] S.L. Glashow, Nucl. Phys. **22**, 579, 1961.
- [7] A. Salam, *Elementary Particle Theory*, Proc. 8th Nobel Symposium, Aspenäs garden, 1968.
- [8] S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **19**, 1264, 1967.
- [9] N. Cabibbo, Phys. Rev. Lett. **10**, 531, 1967.
- [10] F. Mandel & G. Shaw, *Quantum Field Theory*, John Wiley & Sons, New York, 1984.
- [11] P. Martin, *A Supersymmetry Primer*, hep-ph/9709356, 1999.
- [12] D.P. Roy, *Higgs and SUSY Searches at LHC*, TIFR/TH/98-08, 1998.
- [13] S. Weinberg, *The Quantum Theory of Fields, Vol. 3: Supersymmetry*, Cambridge University Press, Cambridge, 2000.

- [14] D.I. Kazakov, *Beyond the Standard Model (in Search of Supersymmetry)*, IEKP-KA/2001-1, 2001.
- [15] J.F. Gunion, H.E. Haber, G.L. Kane en S. Dawson, *The Higgs Hunter's Guide*, Addison-Wesley Publishing Company, Redwood City, 1990.
- [16] LHC homepage, World Wide Web,
<http://lhc-new-homepage.web.cern.ch/lhc-new-homepage/>.
- [17] The LHC study group, *The Large Hadron Collider, Conceptual Design*, CERN/AC/95-05, 1995.
- [18] P. Vanlaer, *Contribution to the Study of the Central Tracking System of the CMS Detector, at the Future Proton Collider LHC*, PhD thesis, Université Libre de Bruxelles, 1998.
- [19] R. Kinnunen, *Higgs Physics at LHC*, CMS Conference Report, 2002.
- [20] U. Egede, *Higgs Physics at the LHC*, World Wide Web,
<http://www.quark.lu.se/atlas/thesis/egede/thesis-node6.html>, 1998.
- [21] CMS homepage, World Wide Web,
<http://cmsinfo.cern.ch/Welcome.html/>.
- [22] The CMS Collaboration, *Addendum to the CMS Tracker TDR*, CERN/LHCC 2000-016, 2000.
- [23] T. Speer, *The ATLAS and CMS trackers*, CMS CR-2002/016, 2002.
- [24] The CMS Collaboration, *The CMS Technical Proposal, Hoofdstuk 4: The Electromagnetic Calorimeter*, CERN/LHCC 9438, 1994.
- [25] The CMS Collaboration, *The CMS Technical Proposal, Hoofdstuk 5: The Hadronic Calorimeter*, CERN/LHCC 9438, 1994.
- [26] The CMS Collaboration, *The CMS Technical Proposal, Hoofdstuk 6: The Very Forward Calorimeter*, CERN/LHCC 9438, 1994.
- [27] The CMS Collaboration, *The CMS Technical Proposal, Hoofdstuk 7: The Muon Detector*, CERN/LHCC 9438, 1994.
- [28] G.L. Bruno, *The RPC Detectors and the Muon System for the CMS Experiment at the LHC*, PhD thesis, Università degli Studi di Pavia, 2001.

- [29] The CMS Collaboration, *The TriDAS project, Volume I, The Level-1 Trigger*, Technical Design Report, CERN/LHCC 2000-038, 2000.
- [30] The CMS Collaboration, *The TriDAS project, Volume II, Data Acquisition & High-Level Trigger*, Technical Design Report, CERN/LHCC 2002-026, 2002.
- [31] K.A. Assamagan, Y. Coadou en A. Deandrea, *ATLAS discovery potential for a heavy charged Higgs boson*, hep-ph/0203121, 2002.
- [32] K.A. Assamagan, A. Djouadi, M. Drees, M. Guchait, R. Kinnunen, J.L. Kneur, D.J. Miller, S. Moretti, K. Odagiri en D.P. Roy, *Signatures of heavy charged higgs bosons at the LHC*, The Higgs Working Group: Summary Report, PM/00-03, 36-54, 2000.
- [33] P. Vanlaer, *Heavy MSSM Higgses at the LHC*, CMS CR-2002/017, 2002.
- [34] D. Denegri, V. Drollinger, R. Kinnunen, K. Lassila-Perini, S. Lehti, F. Moortgat, A. Nikitenkov, S. Slabospitski en N. Stepanov, *Summary of the CMS Discovery Potential for the MSSM SUSY Higgses*, CMS Note 2001/032, 2001.
- [35] T. Sjöstrand, P. Edén, C. Friberg, L. Lönnblad, G. Miu, S. Mrenna en E. Norrbin, *Computer Physics Commun.* **135**, 238, 2001.
- [36] S. Abdullin, A. Khanov en N. Stepanov, *CMSJET program for very fast non-GEANT simulation of the CMS detector response*, CMS TN/94-180, 1994.
- [37] Het GEANT-programma, World Wide Web,
<http://wwwinfo.cern.ch/asd/geant/>.
- [38] Het CMSIM-programma, World Wide Web,
<http://cmsdoc.cern.ch/smsim/cmsim.html>.
- [39] Het ORCA-programma, World Wide Web,
<http://cmsdoc.cern.ch/orca>.
- [40] G. Senegri en F. Palla, *Lifetime Based b-tagging with CMS*, CMS NOTE 2002/046, 2002.
- [41] The CMS Collaboration, *The TriDAS project, Volume II, Data Acquisition & High-Level Trigger*, Technical Design Report, Sectie 15.6: *b*-jet identification, CERN/LHCC 2002-026, 2002.

-
- [42] R.M. Barnett, H.E. Soper en D.E. Haber, *Ultraheavy Particle Production from Heavy Partons at Hadron Colliders*, Nucl. Phys. **B306** (1988) 697.
- [43] A. Djouadi, J. Kalinowski en M. Spira, *HDECAY: a program for Higgs Boson Decays in the Standard Model and its Supersymmetric extension*, hep-ph/9704448, 1997.
- [44] CERN Program Library Long Writeups Y250, *HBOOK, Reference Manual, Version 4.24*, Computer and Networks Division, CERN, 1995.
- [45] CERN Program Library Long Writeups Q121, *PAW, Physics Analysis Workstation, The Complete Reference, Version 2.03*, Computer and Networks Division, CERN, 1993.
- [46] K.A. Assamagan, *The Charged Higgs in Hadronic Decays with the ATLAS detector*, ATL-PHYS-99-013, 1999.
- [47] S. Lowette, *Recherche des bosons de Higgs chargés lourds avec l'expérience CMS*, Proceedings of the Journées des Jeunes Chercheurs, 2002.
- [48] T. Plehn, *Charged Higgs Boson Production in Bottom-Gluon Fusion*, MADPH-02-1275, 2002.