

# Samenvatting: subatomaire fysica 2

Emile Segers

Jaar 2020-2021

## Abstract

Dit is een samenvatting gebaseerd op de lessen subatomaire fysica 2 2020-2021. Dit is geen vervanging voor de cursus gegeven in dit vak. Het doel van deze samenvatting is een studiehulp te zijn bij de lessen van professor Ryckbosch. Gebruik dit dan ook enkel als hulp.

De schrijver van deze samenvatting is niet verantwoordelijk voor het maken van fouten op een examen of ergens anders. Indien je fouten vindt, kan je me altijd contacteren op dit e-mailadres emile.segers8@gmail.com.

De voertaal van het examen subatomaire fysica 2 in 2020-2021 is Nederlands. Deze samenvatting zal dus ook grotendeels in het Nederlands geschreven worden.

**Disclaimer:** niet alle zinnen zijn altijd even correct geschreven. Indien je deze kleine fouten wilt aanpassen en niet altijd een berichtje wilt sturen, kan je altijd aanpas rechten vragen in overleaf om de tekst zelf aan te passen.

## Contents

<b>1</b>	<b>Introductie en overzicht</b>	<b>6</b>
1.1	High energy physics . . . . .	6
1.2	Discovering the electron . . . . .	7
1.3	Interacties . . . . .	8
1.4	Deeltjes experimenten . . . . .	8
1.5	Mandelstam-variables . . . . .	9
1.6	Acceleratoren . . . . .	10
1.7	Detectoren . . . . .	10
1.8	Energie verlies . . . . .	11
1.9	Deeltjes detectoren . . . . .	11
1.10	Event reconstructie . . . . .	12
1.11	Cross sectie . . . . .	13
1.12	Differentiële cross sectie . . . . .	14
1.13	Hoe meten we dit alles . . . . .	15

<b>2</b>	<b>Quantum getallen</b>	<b>15</b>
2.1	Elekrische lading . . . . .	16
2.2	Lepton getal . . . . .	16
2.3	Baryon getal . . . . .	16
2.4	Impuls moment . . . . .	17
2.5	Strong isospin . . . . .	17
2.6	Multiplicatieve kwantum getallen . . . . .	18
2.7	Pariteit . . . . .	19
2.8	C-pariteit . . . . .	20
2.9	Pion pariteit . . . . .	21
2.10	$G$ -pariteit . . . . .	23
<b>3</b>	<b>Feynman diagrammen, processen en correcties</b>	<b>24</b>
3.1	Schrödinger en co . . . . .	24
3.2	Dirac . . . . .	26
3.3	Spin . . . . .	27
3.4	Spin toestanden . . . . .	28
3.5	Intrinsieke pariteit . . . . .	28
3.6	Spinoren . . . . .	29
3.7	Fermi's gouden regel . . . . .	29
3.8	Faseruimte . . . . .	30
3.9	Feynman diagrammen . . . . .	31
3.10	QED . . . . .	31
3.11	Currents . . . . .	31
3.12	Zwakke interactie . . . . .	32
3.13	Charged current . . . . .	32
3.14	Pariteit schende . . . . .	32
3.15	Neutrale current . . . . .	33
3.16	Mathematical interlude: groups . . . . .	33
3.17	2D-rotatie $SO(2)$ . . . . .	34
3.18	3D rotatie $SO(3)$ . . . . .	35
3.19	Non-abelse interacties . . . . .	35
<b>4</b>	<b>DIS, nucleon structuur, PDF's</b>	<b>35</b>
4.1	Diep inelastische verstrooing . . . . .	35
4.2	Experimenten . . . . .	37
4.3	Cross section . . . . .	39
4.4	Structuur functies . . . . .	41
4.5	(Anti)neutrino verstrooing . . . . .	42
4.6	Gepolariseerde DIS . . . . .	45
4.7	Spin physics . . . . .	46
4.8	Nucleon spin fysica . . . . .	46
4.9	Samenvatting van de structuur functies . . . . .	49

<b>5 QCD</b>	<b>50</b>
5.1 Sterke interactie . . . . .	50
5.1.1 @ Quark level . . . . .	50
5.2 Symmetrie van de sterke wisselwerking . . . . .	51
5.3 Kleur . . . . .	53
5.4 Gluonen . . . . .	53
5.5 Jets . . . . .	53
5.6 Testen van QCD . . . . .	55
5.7 Spin van het gluon . . . . .	57
5.8 $\alpha_s$ . . . . .	58
5.9 Lopende koppelingsconstante . . . . .	58
5.9.1 QED . . . . .	58
5.9.2 QCD . . . . .	60
5.10 DIS: scaling violations . . . . .	61
5.11 Splitting functies . . . . .	61
5.12 DGLAP . . . . .	63
5.13 Hadron colliders . . . . .	63
<b>6 Parity violation</b>	<b>64</b>
6.1 Pariteit . . . . .	64
6.1.1 Dirac fermionen . . . . .	65
6.1.2 QED . . . . .	65
6.2 Pariteit schenden in experimenten . . . . .	67
6.3 Wu-experiment . . . . .	67
6.4 Heliciteit . . . . .	71
6.5 Chiraliteit . . . . .	71
6.6 $f\bar{f}$ -annihilatie . . . . .	72
6.7 Pion verval . . . . .	73
6.8 Geladen zwakke interactie . . . . .	77
<b>7 Elektrozwakke precisie testen</b>	<b>77</b>
7.1 Zvakke uitwisselings deeltjes . . . . .	77
7.2 Neutrale zwakke stroom . . . . .	77
7.3 Uitwisselings bosonen . . . . .	78
7.4 Spin van $W$ . . . . .	80
7.5 Elektrozakke unificatie . . . . .	81
7.6 Massa van het $Z^0$ -boson . . . . .	82
7.7 Koppeling van het $Z^0$ boson . . . . .	82
7.8 $e^+e^-$ annihilatie . . . . .	83
7.9 Het $Z$ boson . . . . .	84
7.10 Voorwaards-achterwaardse asymmetrie . . . . .	85
7.11 $Z$ -koppeling . . . . .	87
7.12 Het $W$ boson . . . . .	87
7.13 Triple gauge koppeling . . . . .	88
7.14 Standaard model radiatieve correcties . . . . .	89
7.15 De top quark . . . . .	90

7.16	Voorspellingen over het Higgs boson . . . . .	91
<b>8</b>	<b>Higgs boson</b>	<b>92</b>
8.1	De nood voor een scalair boson . . . . .	92
8.2	Lagrangiaan . . . . .	93
8.3	Lokale $U(1)$ ijk(=gauge) invariantie . . . . .	94
8.4	Massa van de deeltjes . . . . .	95
8.5	Interagerende scalaire velden . . . . .	95
8.6	Complexe scalaire velden . . . . .	97
8.6.1	Lokale ijk symmetrie . . . . .	98
8.7	Het standaard model scalair . . . . .	99
8.8	Fermion massa's . . . . .	100
8.9	Higgs verval . . . . .	101
8.9.1	Higgs verval naar $\gamma\gamma$ en $gg$ . . . . .	102
8.10	Higgs productie . . . . .	103
8.11	De zoek voor het Higgs boson . . . . .	105
8.12	Eigenschappen van het nieuwe deeltje . . . . .	110
<b>9</b>	<b>Meson mixing en oscillaties</b>	<b>112</b>
9.1	2-state systemen . . . . .	112
9.2	Meson mixing . . . . .	113
9.3	Box diagrammen . . . . .	113
9.4	Mixen . . . . .	114
9.5	Oscillaties . . . . .	115
9.6	$K^0$ -systeem . . . . .	115
9.7	Experiment . . . . .	117
9.8	Regeneratie . . . . .	118
9.9	Tijd afhankelijkheid . . . . .	119
9.10	Kaon systeem resultaten . . . . .	120
9.11	$B$ -meson systeem . . . . .	120
9.12	Box diagrammen voor $B$ mesonen . . . . .	121
9.13	Experimentele methodes voor $B$ mesonen . . . . .	122
9.14	$B$ -oscillaties resultaten . . . . .	123
9.15	$D$ -oscillaties . . . . .	124
9.16	Meson oscillaties . . . . .	124
9.17	Cabibbo mixing . . . . .	124
9.18	Cabbibo theorie . . . . .	125
9.19	GIM-mechanisme . . . . .	125
9.20	Meer FCNC (= flavour changing neutrale current) . . . . .	126
9.21	CKM matrix . . . . .	127
9.22	CKM matrix elementen . . . . .	128
9.23	Unitariteit van de CKM-matrix . . . . .	131

<b>10 CP violation</b>	<b>132</b>
10.1 De nood voor $CP$ schending . . . . .	132
10.2 Eerste observaties . . . . .	133
10.3 Mogelijkheden tot $CP$ schending . . . . .	134
10.4 Kaon systeem . . . . .	134
10.4.1 Experiment . . . . .	135
10.5 Materie vs antimaterie . . . . .	136
10.6 Matrix element van Kaon oscillaties . . . . .	137
10.7 $CP$ schending . . . . .	138
10.8 $B$ -systeem . . . . .	138
10.9 Unitaire driehoek . . . . .	140
10.10 Conclusies $CP$ schending . . . . .	142
<b>11 Neutrinos</b>	<b>143</b>
11.1 Neutrino bronnen . . . . .	144
11.2 Zonne neutrino detectoren . . . . .	145
11.3 SNO (=Sudbury Neutrino Observatory) . . . . .	147
11.4 KamLAND . . . . .	149
11.5 Oscillaties: 2 generaties . . . . .	150
11.6 Oscillaties: 3 generaties . . . . .	153
11.7 MSW effect . . . . .	154
11.8 Bepalen van $\theta_{12}, \Delta m_{21}^2$ . . . . .	155
11.9 2de generatie . . . . .	156
11.10 Relatie tussen eerste en derde generatie . . . . .	158
11.11 PMNS matrix . . . . .	160
11.12 Neutrino massa hiërarchie . . . . .	160
11.13 Neutrino oscillaties in IceCube . . . . .	160
11.14 $CP$ schending . . . . .	162
11.15 Dirac vs Majorana . . . . .	163
11.16 Steriele neutrinos? . . . . .	165
11.17 Soli $\partial$ experiment . . . . .	166
<b>12 Fysica voorbij het Standaard Model</b>	<b>167</b>
12.1 Het standaard Model: wat zit daar nu allemaal in? . . . . .	167
12.2 4de generatie fermionen . . . . .	167
12.2.1 Leptonen . . . . .	167
12.2.2 Quarks . . . . .	167
12.3 Nieuwe uitwisseling bosonen . . . . .	168
12.4 Zwarte gaten . . . . .	169
12.5 Huidige toestand van direct onderzoek . . . . .	169
12.6 Standaard Model . . . . .	169
12.7 Behouden grootheden . . . . .	171
12.8 Grand Unified Theories . . . . .	173
12.9 Compositen . . . . .	175
12.10 Supersymmetrie . . . . .	176
12.11 Zoektocht naar SUSY . . . . .	179

12.12 Terug neutrinos . . . . .	181
12.13 Zoektocht naar BSM fysica . . . . .	183
12.14 $B_S^0$ verval . . . . .	183

## 1 Introductie en overzicht

Er worden min of meer 2 handboeken gevuld: "Modern Particle Physics, Thomson, Cambridge" en "Introduction to Elementary Particle Physics, Bettini, Cambridge, 2008". De boeken zijn meer gestructureerd dan de cursus. De cursus volgt meer de chaotische structuur van de geschiedenis van de experimenten. Hierdoor krijg je ook meer inzicht hoe de experimenten verlopen en dat het niet altijd even logisch hoort te zijn. Op dit ogenblik weten we nog zeker niet alles en zien nog niet altijd de logica. Bij experimenten wordt er altijd in het duister getast. De bedoeling van deze master cursus is deels om de mensen in de war te brengen en kritisch na te denken.

De cursus bestaat uit 12 hoofdstukken waarbij je het meest uitkijkt naar het laatste hoofdstuk. Deze bespreekt de fysica die we nog niet kennen, met andere woorden niet het Standaard Model.

### 1.1 High energy physics

Hier wordt er gekeken naar de fundamentele constituenten van de materie en naar de interactie tussen hen. Met andere woorden kijken we naar materie deeltjes en naar krachten.

Table 1: Fundamentele materie

Leptons	$\nu_e$	$\nu_\mu$	$\nu_\tau$	$q = 0$	neutrinos
	$e^-$	$\mu^-$	$\tau^-$	$q = -1$	charged leptons
quarks	$u$	$c$	$t$	$q = +2/3$	up-type
	$d$	$s$	$b$	$q = -1/3$	down-type

Dat er zowel 6 leptons als quarks zijn is waarschijnlijk geen toeval maar in principe hoeft dit niet. Er zijn bijna geen relaties tussen leptonen en quarks op dit moment. Enkel via de Coulomb kracht zullen deze met elkaar interageren. De leptonen en quarks worden opgedeeld in 3 generaties met als enig verschil tussen de generatie de massa. Waarbij het zwaarder deeltje zal kunnen vervallen naar het lichtere deeltje met zelfde kwantum getallen. Al deze deeltjes vermeld in tabel 1 zijn elementaire deeltjes met spin  $1/2$  en zijn dus fermionen. Met als gevolg dat deze de Dirac vergelijking volgen en we ze kunnen zien als punt deeltjes.

Leptonen kunnen vrij zijn. In tegenstelling zijn quarks nooit vrij. Deze binden tot composte deeltjes (hadrons):

- baryons:  $|B\rangle = |q_1 q_2 q_3\rangle$

- anti-baryons:  $|\bar{B}\rangle = |\bar{q}_1\bar{q}_2\bar{q}_3\rangle$
- mesons:  $|M\rangle = |q_1q_2\rangle$
- anti-mesons:  $|\bar{M}\rangle = |\bar{q}_1\bar{q}_2\rangle$

De reden voor deze "confinement" is dat alle deeltjes wit moeten zijn. Het bewijs hiervoor is nog niet volledig uitgewerkt. Dit is een probleem van quantum chromo dynamics (=QCD). De laatste jaren zijn er ook penta- ( $|P_c^+\rangle = |uudcc\rangle$ ) en tetraquarks ( $|Z\rangle = |cc\bar{d}\bar{u}\rangle$ ) gevonden.

## 1.2 Discovering the electron

In 1897 heeft J.J. Thomson het electron voor de eerste keer ontdekt met volgende eigenschappen:

- $q_e = -1.602 \cdot 10^{-19} \text{C}$
- $m_e = 0.9 \cdot 10^{-31} \text{kg}$
- $s = \frac{1}{2}\hbar = 0.5 \cdot 10^{-34} \text{J.s}$

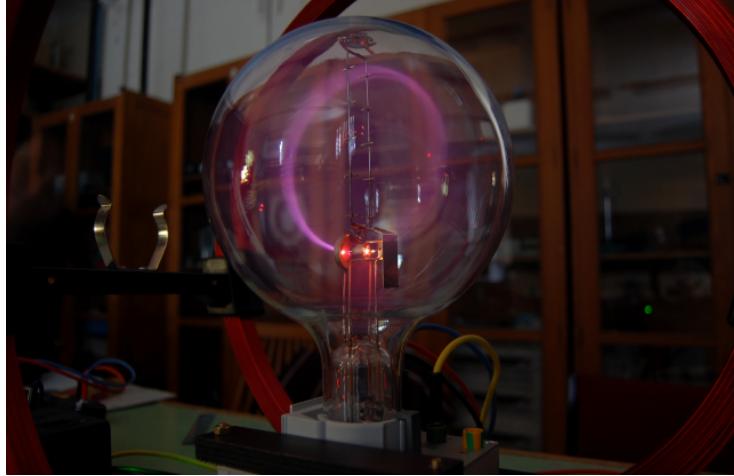


Figure 1: The discovery of the electron

Voor ons eigen gemak voeren we nieuwe eenheden in:

- $Q_e = -1$
- $m_e = 0.511 \text{MeV}$  (gebruik  $E = mc^2$ )
- $s = \frac{1}{2}$

Hierbij wordt gebruik gemaakt van de natuurlijke eenheden  $\hbar = c = 1$ . Hierbij zeggen we dat  $[T] = s$  en definiëren we de lengte zodat  $c = 1$  en de massa zodat  $\hbar = 1$ . Zo krijgen we de volgende relaties:

$$\begin{aligned}[L] &= [T] \\ [M] &= [E] = [P] = [L]^{-1}\end{aligned}\tag{1}$$

De gevolgen hiervan zijn dat:

$$\begin{aligned}1\text{MeV} &= 1.52 \cdot 10^{21} s^{-1} \\ 1\text{MeV}^{-1} &= 197\text{fm} \\ 1\text{ps}^{-1} &= 0.65\text{meV} \\ 1\text{m} &= 5.07 \cdot 10^6 \text{eV}^{-1}\end{aligned}\tag{2}$$

De enige die je hiervan onthoudt is de 2de. Deze komt uit  $\hbar c = 197\text{MeV.fm}$ . Voor de relativistische kinematica krijgen we:

$$\begin{aligned}\beta &= v \\ E^2 &= m^2 + |\vec{p}|^2\end{aligned}\tag{3}$$

### 1.3 Interacties

Er zijn op dit moment 5 krachten: elektrisch, magnetisch, zwak, sterk en gravitationeel. We zouden dit graag reduceren tot 1 fundamentele kracht in de "Theory of Everything" maar dit is nog niet gelukt. De koppelingsconstantes van deze krachten kan je vinden in tabel 2.

Table 2: Koppelingsconstantes

	rel. strength	works on	exch. part.
strong	1	quarks	gluons
EM	$10^{-2}$	q + charged leptons	photon
weak	$10^{-7}$	q + l + $\nu$	$W^+, W^-, Z^0$

### 1.4 Deeltjes experimenten

Deze cursus zal vooral uitweiden over experimenten om grotere beelden te maken van de theorie. Wat staat er in de experimentele grafieken?

Het is belangrijk een hoge resoluties te behalen om de kleine deeltjes te zien. Het is ook nodig om grote center of mass energieën te hebben om nieuwe zware deeltjes te ontdekken.

$$E_{cm} = \sqrt{s}\tag{4}$$

In een collider met vaste targets is  $s = E_{beam}$  voor colliding beams is  $s = E_{beam}^2$ .

## 1.5 Mandelstam-variables

$$\begin{aligned}
 a + b &\rightarrow c + d \\
 s &= (p_a + p_b)^2 \\
 s &= (E_a + E_b)^2 - (\vec{p}_a + \vec{p}_b)^2 \\
 t &= (E_c - E_a)^2 - (\vec{p}_c - \vec{p}_a)^2 \\
 u &= (E_d - E_a)^2 - (\vec{p}_d - \vec{p}_a)^2
 \end{aligned} \tag{5}$$

$s$  is een Lorentz invariante grootheid en moet geconserveerd blijven tijdens de collisies. Naast de  $s$  variabele bestaan ook  $t$  het overgebrachte 4-moment  $a - c$  en  $u$  van  $a - d$ .

Dit is ooit een examenvraag geweest om te bewijzen dat  $s + t + u = m_a^2 + m_b^2 + m_c^2 + m_d^2$ .

$$\begin{aligned}
 s &= p_a^2 + p_b^2 + 2p_a \cdot p_b \\
 t &= p_a^2 + p_c^2 - 2p_a \cdot p_c \\
 u &= p_a^2 + p_d^2 - 2p_a \cdot p_d \\
 &\quad \downarrow \\
 s + t + u &= p_a^2 + p_b^2 + 2p_a \cdot p_b + p_a^2 + p_c^2 - 2p_a \cdot p_c + p_a^2 + p_d^2 - 2p_a \cdot p_d \\
 &= m_a^2 + m_b^2 + m_c^2 + m_d^2 + (2p_a^2 + 2p_a \cdot p_b - 2p_a \cdot p_c - 2p_a \cdot p_d) \\
 &\quad \downarrow \text{vergelijking (7) en behoud van momentum} \\
 &= m_a^2 + m_b^2 + m_c^2 + m_d^2
 \end{aligned} \tag{6}$$

$$2p_1^2 + 2p_a \cdot p_b - 2p_a \cdot p_c - 2p_a \cdot p_d = 2p_1 \cdot (p_1 + p_2 - p_3 - p_4) = 0 \tag{7}$$

Hierbij kunnen we deze vergelijking gelijk stellen aan 0 omdat  $p_1 + p_2 - p_3 - p_4 = 0$ .

Deze variabelen zijn makkelijk om de  $s$ ,  $t$  en  $u$  kanalen in deze botsingen te beschrijven.

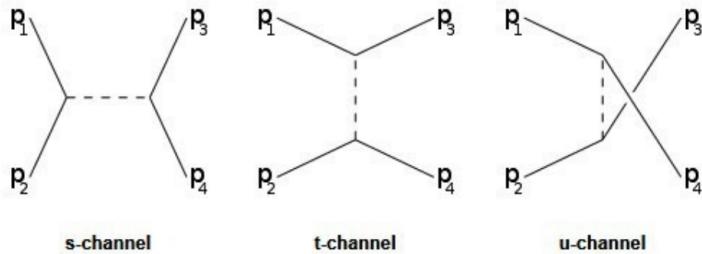
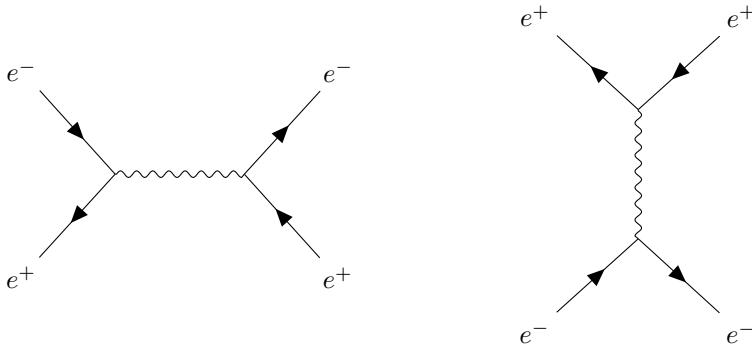


Figure 2: Mogelijke kanalen tijdens botsingen

Kijken we naar de werkzame doorsneden van deze kanalen zien we:

$$\begin{aligned}\sigma &\sim \frac{1}{E^2} \\ \text{s kanaal: } &\sim \frac{1}{s} \\ \text{t kanaal: } &\sim \frac{1}{t} \\ \text{u kanaal: } &\sim \frac{1}{u}\end{aligned}\tag{8}$$

Als voorbeeld  $e^+ + e^- \rightarrow e^+ + e^-$ :



Het u kanaal is hier niet mogelijk omdat we met verschillende deeltjes werken. Het u kanaal is enkel mogelijk als we met gelijke deeltjes werken. De reden hiervoor is dat de vertex van  $e^-$  naar  $e^+$  niet bestaat.

## 1.6 Acceleratoren

Er zijn verschillende acceleratoren:

- lepton colliders:  $e^+e^-$ , wordt gelimiteerd door de synchroton straling
- assymetrische colliders:  $e^-p$
- hadron colliders:  $p\bar{p}$  of  $pp$ , nadeel dat deze botsingen veel complexer zijn

## 1.7 Detectoren

Deze bestaan uit een uienstructuur.

De verschillende lagen zijn in volgorde:

- centraal, tracker: deeltjes die afbuigen in EM veld
- magnetische calorimeter
- hadronische calorimeter
- magneten
- muon detectoren

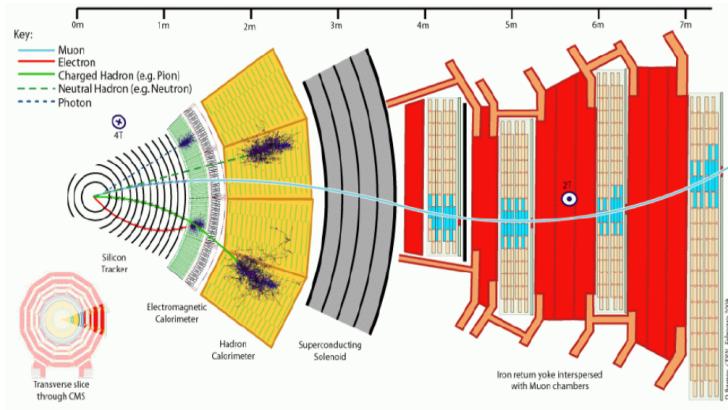


Figure 3: Detector

## 1.8 Energie verlies

Een geladen deeltje zal met het bewegen door de detector energie verliezen. De Bethe-Bloch functie beschrijft het gemiddelde energieverlies door ionisatie voor.

$$-\frac{dE}{dx} = K \frac{\rho Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[ \ln \left( \frac{2m_e c^2 \gamma^2 \beta^2}{I} - \beta^2 \right) \right] \quad (9)$$

In figuur 4 gegeven in de zone tussen 0.1 en 10. Dit is door coulomb interactie met atomen. De  $\beta^2$  factor ook wel de relativistische rise is het gevolg van Brehm straling waarbij deeltje worden afgebogen door het atoom en een hoog energetisch foton uitsturen.

De muonen bevinden zich meestal in de zone waar het energieverlies het laagste is en noemen we dan ook minimum ionising particles. Elektronen gaan heel veel fotonen afstralen en verliezen heel veel energie. Hadronen zullen naast het ioniseren ook sterke interacties ondergaan. Hierdoor verliezen we het originele deeltje en worden secondaire hadronen gemaakt.

## 1.9 Deeltjes detectoren

We gaan de verschillende deeltjes die gecreerd zijn tracken, voor de geladen deeltjes zowel de richting als hun momentum. Dit wordt gedaan aan de hand van ionisatie. We doen ook aan calorimetrie wat een destructieve detectiemethode is. Ten laatste buiten de calorimeters worden de muonen gedetecteerd. De werking voor de verschillende detectoren gaat als volgt:

- Tracking detectoren: Een deeltje beweegt door een gebied met gas die de gasatomen ioniseert. In dit gas is een hoogspanningsveld aanwezig zodat de geladen atomen zullen driften richting de anode of kathode en zo een signaal bekomen. Door een nauw grid aan anodes en kathodes aan te leggen kan dit heel nauwkeurig gemeten worden. Dit kan ook met een

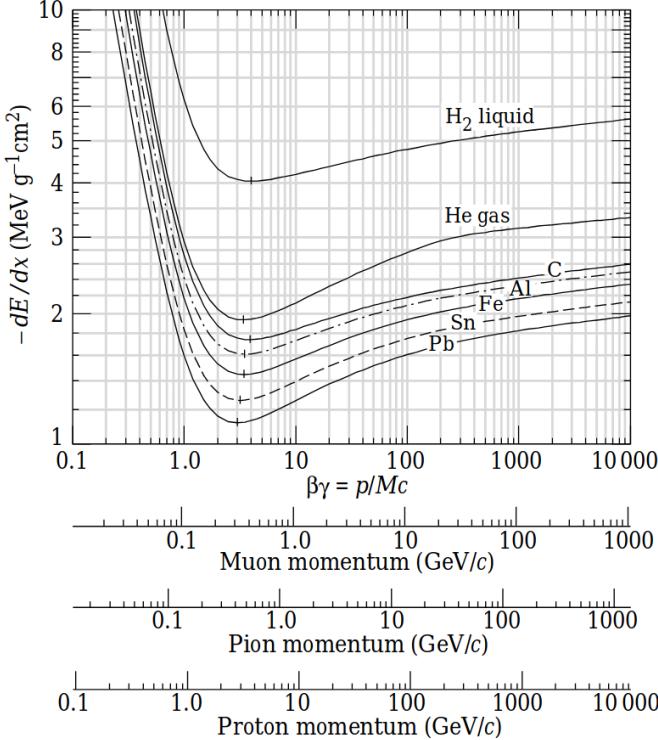


Figure 4: Bethe-Bloch functie

halfgeleider en krijg je elektron-gat paren in plaats van electron-ion paren.

- Calorimeter detectoren: Dit is meestal een kristal waar de energie van de deeltjes meestal omgezet wordt in zichtbaar licht die kan gedetecteerd worden.

## 1.10 Event reconstructie

Als voorbeeld de top pair productie om aan te tonen dat de detectie niet zo makkelijk is als het lijkt.

$$\begin{aligned}
 pp &\rightarrow t\bar{t}X \\
 t &\rightarrow W^+ b \rightarrow \mu^+ \nu b \\
 \bar{t} &\rightarrow W^- \bar{b} \rightarrow q\bar{q}'\bar{b} \\
 pp &\rightarrow b\bar{b}q\bar{q}'\nu\mu
 \end{aligned} \tag{10}$$

De X in deze productie zijn de overige 100 tot 1000den deeltjes die geproduceerd kunnen worden door 1 botsing. Hieruit moeten de correcte deeltjes uit gede-

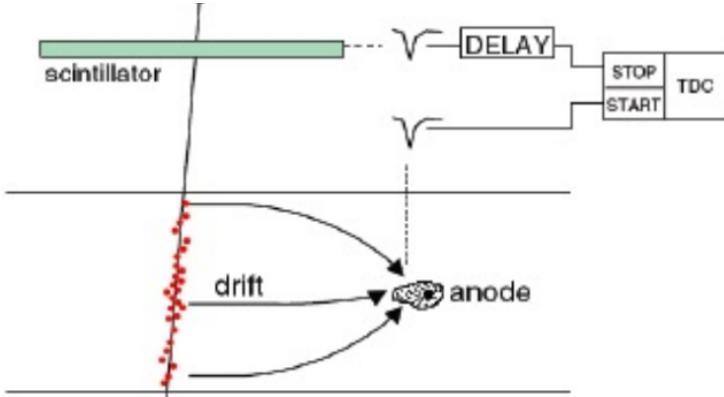


Figure 5: Tracking detector

tecteerd worden wat natuurlijk niet eenvoudig is. Hierboven hebben we een groot probleem bij het onderzoeken van de top quark dat deze een heel korte levensduur heeft. Uiteindelijk krijgen we hieruit 4 “jets” van de quarks, een  $\mu$  en een deel missende energie waarnemen. Om de top quarks te reconstrueren gaan we de b-jets proberen taggen. Door het gebruik van een hermetische detector zal het ook mogelijk zijn om de missende energie van de neutrino’s te vinden. Dit kan natuurlijk enkel in de transversale richting.

### 1.11 Cross sectie

De interactie rate per eenheid van tijd is gegeven door:

$$R_i = \sigma N_t \Phi_b \quad (11)$$

met  $\sigma$  de cross sectie,  $N_t$  het aantal targets in de beam sectie en  $\Phi_b$  de beam flux. Kijken we nu bijvoorbeeld naar de protonen die door de detector tracken en kunnen in de elektromagnetische calorimeter botsen met andere deeltjes en verloren gaan. Dit kan gezien worden in de volgende vergelijkingen.

$$\begin{aligned} dI(z) &= -dR_i = -\sigma \Phi_b(z) dN_t \\ &= -\sigma \frac{I(z)}{A} n_t A dz \\ \Rightarrow \frac{dI(z)}{I(z)} &= -\sigma n_t dz \\ \Rightarrow I(z) &= I_0 e^{-n_t \sigma z} \end{aligned} \quad (12)$$

Uit de exponent die we juist hebben berekend kunnen we de absorptie lengte bepalen:  $L_{abs} = 1/(n_t \sigma)$ . Voor protonen met energieën van een aantal TeV zullen een  $L_{abs}$  van ongeveer 10cm hebben in detectoren. De luminositeit  $\mathcal{L}$  is

gegeven door:

$$\begin{aligned}\mathcal{L} &= \frac{R_i}{\sigma} = \Phi_b N_t = \frac{N_b N_t}{A} \\ [\mathcal{L}] &= [L^{-2} T^{-1}]\end{aligned}\quad (13)$$

Het handige aan  $\mathcal{L}$  is dat deze grootheid gekend is omdat we het aantal target deeltjes in de bundel en de flux van de bundel onder controle hebben. Dit samen met het aantal uitgaande deeltjes kunnen we zien wat de werkzame doorsnede is. De geïntegreerde luminositeit wordt ook veel gebruikt:  $\int \mathcal{L} dt$ .

## 1.12 Differentiële cross sectie

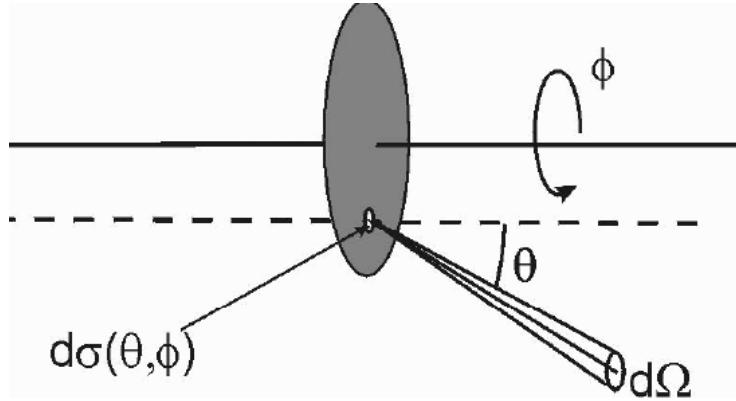


Figure 6: Differentiële cross sectie

De differentiële cross sectie is niets meer dan de cross sectie in functie van de ruimtehoek.

$$\begin{aligned}\sigma &= \int \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right) d\Omega \\ 4\pi &= \int d\Omega \\ d\Omega &= d\phi d\cos\theta = d\phi \sin\theta d\theta\end{aligned}\quad (14)$$

Een botsing zal normaal de azimutale symmetrie behouden en krijgen we:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \rightarrow \frac{d\sigma}{d\cos\theta} \quad (15)$$

en is de  $\phi$  afhankelijkheid irrelevant. Dit is niet het geval voor gepolariseerde bundels.

### 1.13 Hoe meten we dit alles

Uit de experimenten hebben we het aantal deeltjes onder een bepaalde hoek  $\theta$  gedetecteerd over de breedte van de hoek waaronder we waarnemen omdat deze eindig is. Deze willen we zo klein mogelijk. Uit al deze detecties moeten de deeltjes waarin we geïnteresseerd zijn, afgezonderd worden van de background deeltjes. Dit wordt weergegeven in de onderstaande vergelijkingen.

$$\begin{aligned}\frac{d\sigma}{d\cos\theta} &= \frac{\Delta N(\cos\theta)}{\Delta\cos\theta \cdot \mathcal{L}} \\ &= \frac{\Delta N_{selected}(\cos\theta) - \Delta N_{background}^{expected}(\cos\theta)}{\mathcal{L} \cdot \Delta\cos\theta \cdot \epsilon(\cos\theta)}\end{aligned}\tag{16}$$

met  $\epsilon$  de selectie efficiëntie.  $\epsilon$  en  $\Delta N_{background}^{expected}$  zullen bepaald worden in Monte Carlo berekeningen. Hierbij is het heel belangrijk om de trade-off tussen efficiëntie en background te optimaliseren.

## 2 Quantum getallen

Er zijn verschillende quantum getallen die gebruikt worden. Deze kunnen opgesplitst worden in 2 groepen:

- Additieve quantum getallen:
  - baryon getal
  - elektrische lading
  - kleur
  - lepton getal
  - ...

Deze komen overeen met continue transformaties. Dit wil zeggen dat de getallen kunnen oplopen.

- Multiplicatieve kwantum getallen
  - pariteit
  - C-pariteit
  - ...

Komen overeen met discrete transformaties en kunnen bv voor pariteit enkel -1 of 1 zijn.

## 2.1 Elektrische lading

We weten dat de elektrische lading behouden is.

$$\sum_{init} Q_i = \sum_{final} Q_i \quad (17)$$

Dit wil zeggen dat de lichtste drager van de lading stabiel zal moeten zijn. Met een levensduur  $\tau_e$  van het elektron groter dan  $6.6 \cdot 10^{28}$  yr (90% CL) is dit ook het geval.

De antideeltjes hebben tegengestelde lading.

$$|Q_{e^+} + Q_{e^-}|/e < 4 \cdot 10^{-8} \quad (18)$$

## 2.2 Lepton getal

Het lepton getal  $\mathcal{L}$  is +1 voor de  $e^-$ ,  $\mu^-$ ,  $\tau^-$  en de neutrino's en -1 voor  $e^+$ ,  $\mu^+$ ,  $\tau^+$  en de antineutrino's. Voor al de andere deeltjes is het lepton getal 0. Voor zover we weten is het lepton getal voor elke generatie behouden met een uitzondering van de neutrino oscillaties die dit niet behouden.

De som van de lepton getallen  $\mathcal{L} = \mathcal{L}_e + \mathcal{L}_\mu + \mathcal{L}_\tau$  moet altijd behouden worden. Dit wil zeggen dat het lichtste neutrino moet stabiel zijn. Ergens weten we dat het lepton getal niet helemaal behouden kan zijn. Dit weten we "zeker" voor het baryon getal (zie hieronder).

## 2.3 Baryon getal

Het baryon getal  $\mathcal{B}$  is +1 voor al de baryonen, -1 voor al de anti-baryonen en 0 voor de rest. In alles wat we ooit hebben gezien is het baryon getal behouden. Dit zegt ons terug dat het lichtste baryon, het proton, stabiel moet zijn. Met een levensduur  $\tau_p$  van meer dan  $2.1 \cdot 10^{29}$  yr (90% CL) is dat natuurlijk stabiel. In de theorieën waar  $\mathcal{B}$  niet behouden wordt, wordt  $\mathcal{L}$  ook niet behouden. Maar wat er wel zou behouden worden worden is  $\mathcal{B} - \mathcal{L}$ . Achter het behoud van deze 2 quantum getallen zit geen ijk principe. Dit zijn puur experimentele vaststellingen. We weten dat deze niet helemaal behouden kunnen worden als we denken aan de big bang. Hier ontstaat het universum uit pure energie. Deze splitst op in deeltje-antideeltje paren. M.a.w. moet er bij de big bang even veel materie als anti-materie gecreëerd zijn. Vandaag de dag nemen we deze anti-materie niet meer waar dus moet deze toch ergens verdwenen zijn.

De baryonen zijn opgesteld uit quarks en antiquarks. Dit geeft ons de nieuwe baryon getallen:

- $\mathcal{B} = +\frac{1}{3}$  voor quarks
- $\mathcal{B} = -\frac{1}{3}$  voor antiquarks
- $\mathcal{B} = 0$  voor de rest

## 2.4 Impuls moment

$$\vec{J} = \vec{L} + \vec{S} \quad (19)$$

Wat deze intrinsieke spin nu juist betekent, hangt af van de omstandigheden. We weten wel dat het totaal angulair moment behouden is. De fundamentele reden hiervoor is dat alles wat we zien en alle theorieën die we uitschrijven invariant zijn voor rotatie in de ruimte. Het behoud van energie komt uit de tijd invariatie en het behoud van moment uit de ruimtelijke invariantie.

$$\begin{aligned} \vec{L} + \vec{S} &= \vec{J} \\ |l - s| \leq j &\leq |l + s| \\ j_3 &= m = l_3 + m_3 \end{aligned} \quad (20)$$

De angulaire moment operator is gegeven door:

$$\begin{aligned} \hat{\vec{L}}^2 &= l(l+1)\hbar^2 \\ \hat{L}_3 &= l_3\hbar \end{aligned} \quad (21)$$

Hierbij zijn de quantum getallen gegeven door  $l = 0, 1, 2, \dots$  en  $-l \leq l_3 \leq l$ . De angulaire momenta zullen veel samengesteld worden. Al de mogelijke combinaties van composities en decomposities worden gedaan aan de hand van de Clebsch-Gordan coëfficiënten. Die de kans tussen de verschillende quantum getallen zal weergeven. Zie hiervoor de oefeninglessen om goed mee te leren werken. De algebra van de Clebsch-Gordan coëfficiënten komt uit de symmetriegroep  $O(3)$ , die isometrisch is met  $SU(2)$ .

## 2.5 Strong isospin

We zien dat de Lagrangiaan van de sterke en zwakke interactie ijk invariant is met als groep  $SU(2)$ . Dit betekent dat het proton en neutron voor de sterke wisselwerking identiek zijn. Dit komt neer op het feit dat voor de sterke wisselwerking de up en down quark identiek zijn. Dit is niets anders dan het analogon voor een elektron met spin up  $|e^\uparrow\rangle$  en spin down  $|e^\downarrow\rangle$ . Het proton en neutron vormen samen een sterk isospin doublet, de nucleonen:

$$N = \binom{p}{n} \quad (22)$$

Een aantal verschillende sterke isospin multipletten zijn weergegeven in tabel 3. Hieruit lijkt dit een goed kwantum getal te zijn, omdat binnen een multiplet de deeltjes op een kleine afwijking na dezelfde massa te hebben. Het verschil in massa's binnen een multiplet komen van andere interacties, vooral de elektromagnetische. Omdat de massa's niet perfect overeen komen, wil dit zeggen dat dit geen perfect kwantum getal zal zijn.

Table 3: Strong isospin

	$I$	$I_3$	$\mathcal{B}$	$S$	$Q$	Mass (MeV)
$p$	$\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{2}$	1	0	+1	938
$n$	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	1	0	0	940
$\pi^+$	1	+1	0	0	+1	140
$\pi^0$	1	0	0	0	0	135
$\pi^-$	1	-1	0	0	-1	140
$\eta$	0	0	0	0	0	547
$\Xi^0$	$\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{2}$	-2	-2	0	1315
$\Xi^-$	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	-2	-2	-1	1325

Naast de up en down quarks zijn er natuurlijk ook andere quarks ontdekt. Om deze toe te voegen is er een nieuw kwantumgetal toegevoegd, de hyperlading.

$$I_3 = Q - \frac{Y}{2}, \quad Y = \mathcal{B} + S \quad (23)$$

Wetenschappers hadden de relatie tussen de sterke interactie en de elektromagnetische interactie ingezien. Later zijn er naast de lading, het baryon getal en de strangeness nog andere kwantum getallen voor de quarks gevonden. Deze zijn:

Strangeness	$S(s) = -1$	$S(\bar{s}) = +1$	$S(\dots) = 0$
charm	$C(c) = +1$	$C(\bar{c}) = -1$	$C(\dots) = 0$
Bottomness	$B(b) = -1$	$B(\bar{b}) = +1$	$B(\dots) = 0$
Topness	$T(t) = +1$	$T(\bar{t}) = -1$	$T(\dots) = 0$

en de hyperladig wordt uitgebreid tot:

$$Y = \mathcal{B} + S + C + B + T \quad (24)$$

Hier zitten de  $U$  en  $D$  niet in omdat deze verwerkt zijn in  $I_3$ .

De sterke isospin zal behouden worden in de sterke interactie,  $I_3$  is door zijn connectie met de lading  $Q$  behouden in elektromagnetische interactie. Deze zijn niet behouden in de zwakke interactie.

## 2.6 Multiplicatieve kwantum getallen

We kennen er 3:

- $P$  pariteit
- $C$  pariteit: charge conjugation
- $T$  pariteit: time reversal

Het ‘‘CPT-theorema’’ is niets anders dan: Elke Lorentz invariante lokale kwantumveldentheorie is invariant onder CPT. De gemaakte assumpties om dit te bewijzen zijn:

- Lorentz invariant
- Lokaliteit (geen interactie op afstand)
- Causaliteit (oorzaak voor effect)
- Het vacuum is de laagste energie toestand
- vlakke ruimte-tijd
- punt deeltjes

Als gevolg hebben we

$$\begin{aligned} m_X &\equiv m_{\bar{X}} \\ \Gamma_X &\equiv \Gamma_{\bar{X}} \end{aligned} \tag{25}$$

Dit is bewezen in de experimenten:  $|m_p - m_{\bar{p}}| < 7 \cdot 10^{-10}$  (90% CL).

## 2.7 Pariteit

Spiegelen door de oorsprong.

$$\begin{aligned} \vec{r} &\rightarrow -\vec{r} \\ \vec{p} &\rightarrow -\vec{p} \\ \vec{L} = \vec{r} \times \vec{p} &\rightarrow -\vec{r} \times -\vec{p} = \vec{L} \end{aligned} \tag{26}$$

Hier kan je duidelijk het verschil zien tussen een vector,  $\vec{r}$  en  $\vec{p}$ , en een pseudo (axiale) vector,  $\vec{L}$ . Waarbij de vector van teken zal veranderen en de pseudo vector niet. Indien we 2 maal spiegelen door de oorsprong krijgen we de identiteit operator  $P^2 = 1$  en kunnen we hieruit de eigenwaarden van  $P$  bepalen,  $\pm 1$ .  $+1$  voor pseudo vectoren en  $-1$  voor vectoren. De pariteit heeft de volgende eigenschappen:

H-atoom		$(-1)^l$
$\gamma$		$-1$ uit Maxwell vgl.
$f\bar{f}, l=0$		$-1$ uit Dirac vgl.
$\frac{f}{\bar{f}}$		$+1$ conventie
$f\bar{f}, l$	$(-1)(-1)^l = (-1)^{l+1}$	$-1$ conventie
$b\bar{b}, l=0$		$+1$
$b\bar{b}, l$		$(-1)^l$

De reden waarom een foton een negatieve pariteit heeft komt uit de Maxwell vergelijkingen. Je kan dit inzien als je het elektrisch veld tussen een electron en positron bekijkt. Als deze door de oorsprong worden gespiegeld zal het teken van het elektromagnetische veld ook omdraaien.

## 2.8 C-pariteit

Dit is het uitwisselen van de deeltjes met antideeltjes en omgekeerd. De eigen-toestanden van de C operator zijn enkel de neutrale deeltjes (lading 0). Als voorbeeld, de C operator inwerkend op een proton geeft een antiproton, wat niet dezelfde deeltjes zijn. De eigenschappen van de C operator zijn:

$\gamma$	$-1$
$n\gamma$	$(-1)^n$
$b\bar{b}, s=0$	$(-1)^l$
$b\bar{b}$	$(-1)^{l+s}$
$f\bar{f}$	$(-1)^{l+s}$

Bij het uitvoeren van de C operator op een boson-antiboson systeem en een fermion-antifermion systeem moeten we even nadenken. In de les werd het pion gebruikt als voorbeeld van een spin-0 deeltje. In de spin-uitwisseling van het meson-antimeson systeem kunnen we zien dat er niets is veranderd aan de spin-golffuncties en het dus mogelijk is dat de pariteit enkel afhangt van  $l$ . Hetzelfde geldt ook voor boson-antiboson systemen.

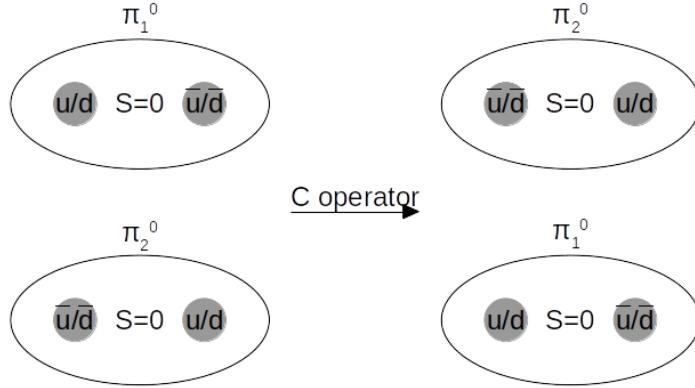


Figure 7:  $\pi^0$  onder C operatie

Daarentegen kunnen de fermionen geen spin nul hebben. Als we kijken naar de verschillende combinaties die 2 fermionen kunnen ondergaan (figuur 8), zien we dat de spin golffunctie symmetrisch is voor  $S$  oneven en antisymmetrisch voor  $S$  even. Dit geeft ons voor de spin verandering van 2 fermionen  $(-1)^{s+1}$ .

Combinaties		Totale spin S	Z component S <sub>z</sub>
		1	+1
		1	0
		0	0
		1	-1

Figure 8: Fermion combinaties

## 2.9 Pion pariteit

Historisch gezien was het niet makkelijk om deeltjes uit elkaar te houden.

$$\begin{aligned}\mu^\pm &\simeq 105 \text{ MeV} \\ \pi^\pm &\simeq 140 \text{ MeV} \\ \pi^0 &\simeq 135 \text{ MeV}\end{aligned}\tag{27}$$

Deze deeltjes zijn ontdekt in kosmische straling. Het verschil tussen het muon en de pions is dat het muon een lepton is en dus enkel elektromagnetisch interacteert. Bij het onderzoek gaven de muonen in de gaskamer een mooie lijn van geïoniseerd gas en de pionen een knal. In die tijd kon geen onderscheid gemaakt worden tussen de massa van de 2 deeltjes. Wat wel makkelijk te herkennen was, was  $\pi^0$  die vervalt in 2 fotonen. Door de energie van de 2 fotonen samen te tellen krijg je perfect een piek bij 135MeV. Omdat  $\gamma$  een spin 1 deeltje is en dat het pion vervalt in 2  $\gamma$ 's weten we dat  $\pi^0$  een boson moet zijn. Het moet een heeltallige spin hebben om te kunnen vervallen in 2  $\gamma$ 's. Of er een relatie was tussen  $\pi^\pm$  en  $\pi^0$  en dus ook een verschil tussen  $\mu$  en  $\pi^\pm$  heeft een lange tijd geduurde. De spin van  $\pi^0$  is bepaald aan de hand van de vervallen  $\gamma + \gamma$  en  $e^+ + e^- + e^+ + e^-$  die uitgezet zijn in Dalitz plots. Zo bekomen we experimenteel dat de totale spin voor de pionen  $J = 0$  is.

Het bepalen van de pariteit van pionen kan gedaan worden aan de hand van het volgende experiment:

$$\pi^- + d \rightarrow n + n\tag{28}$$

Een  $\pi^-$  bundel kan bekomen worden door een protonenbundel in te sturen op een blok materie en door een spectroscoop de  $\pi^-$  deeltjes af te zonderen van de rest. Deze laag energetische pionen verliezen in  $D_2O$  energie en kunnen ingevangen worden in deuterium. Deze hoog aangeslagen toestanden zenden X-stralen uit tot ze in de grondtoestand terug vallen.

$$s_d = 1; s_\pi = 0 \Rightarrow J = 1\tag{29}$$

De reden waarom  $L = 0$  is in dit geval is omdat het samengesteld systeem zich in de grondtoestand bevindt (S-state). De spin van het deuterium kan eigenlijk 0 of 1 zijn. De reden waarom het onmogelijk is om een  $s_d = 0$  te hebben kunnen we vinden door de symmetrie van de golffunctie van het deuterium ( $D = p + n$ ) te bekijken (behoud angulair moment).

Table 4: Symmetrie van deuterium golffunctie

$\psi_f \sim$	$\phi(r)$	$\chi(s)$	$\Psi(I)$
–	+	+	–
–	+	–	+

De golffunctie van het deuteron moet negatief zijn voor de omwisseling van het proton en neutron. Omdat we  $L = 0$  hebben is het ruimtelijke orbitaal altijd symmetrisch. De spin kan zowel symmetrisch als antisymmetrisch zijn met de isospin het tegengestelde omdat anders de antisymmetrie van de symmetrie niet correct is. De verschillende spin en isospin op mengingen zijn gegeven door:

Table 5: Multipletten van deuterium

spin multiplet	isospin multiplet
$\uparrow\uparrow, \downarrow\downarrow, \uparrow\uparrow + \downarrow\downarrow$	$np - pn$
$\uparrow\downarrow - \downarrow\uparrow$	$nn, pp, np + pn$

Experimenteel zien we dat de  $nn$  en  $pp$  niet bestaan. Enkel het isospin singlet bestaat en  $s_d$  moet dus 1 zijn.

Nu we weten wat de spin is van de begin toestanden kunnen we dat ook doen voor de eind toestanden. De spin van neutronen is  $1/2$  en hebben we dus 2 mogelijkheden voor de totale spin van 0 of 1. Omdat neutronen fermionen zijn moet de totale golffunctie in dit geval antisymmetrisch zijn. Nu kunnen we hetzelfde verhaal doen als het deuterium met deze keer  $L$  die geen restricties heeft en  $I$  niet verandert. Zo krijgen we dat  $(-1)^{L+S+1} = -1$  moet zijn. Dit wil zeggen dat dat  $L + S$  voor de neutronen even moet zijn. Er zijn 3 mogelijkheden om  $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$  van de neutronen gelijk aan 1 te krijgen.

- $L = 0, S = 1$
- $L = 1, S = 0, 1$
- $L = 2, S = 1$

Hiervan is uiteindelijk maar 1 combinatie waar  $L + S$  even is:  $L = 1, S = 1$ , al de andere zijn oneven. Met andere woorden moeten de 2 neutronen hun spin parallel staan en in een P-golf rond elkaar bewegen. De uiteindelijke toestand van de neutronen kunnen neergeschreven worden als  ${}^3P_1$  met een pariteit  $(-1)^L = -1$ . Nu kan je je afvragen wat het verschil is tussen deze symmetrie en de eerder gegeven symmetrie  $(-1)^{L+S+1}$ .  $(-1)^{L+S+1}$  is de symmetrie van de totale golffunctie van het neutron-neutron paar (altijd antisymmetrisch voor

fermionen) en  $(-1)^L$  is de symmetrie onder spiegeling rond de oorsprong. Omdat protonen en neutronen dezelfde intrinsieke pariteit hebben hangt de pariteit van deuterium enkel af van het baanmoment tussen  $p$  en  $n$ . Omdat  $L_d = 0$  hebben we uiteindelijk dat  $P_d = (-1)^0 = +1$ . Met al deze gegevens kunnen we nu de pariteit van  $\pi^-$  bepalen. Uit behoud van pariteit kunnen we halen dat de pariteit van  $\pi^- + d$  gelijk moet zijn aan  $-1$ . Vul dit allemaal in en dan vinden we:

$$\begin{aligned} P_\pi \cdot P_d \cdot (-1)^{L_{\pi+d}} &\rightarrow p_\pi \cdot (+1) \cdot (+1) = -1 \\ \Rightarrow P_\pi &= -1 \end{aligned} \quad (30)$$

## 2.10 G-pariteit

De reden dat dit is ingevoerd is omdat de  $C$  operator enkel een goed kwantum getal voor  $Q = 0$ . Een uitbreiding van de  $C$  operator is de  $G$  operator die de tekortkomingen van de  $C$  operator zou moeten opvangen.

$$G = CR = C \exp(i\pi I_2) \quad (31)$$

De  $R$  operator is een rotatie over  $180^\circ$  over de isospin  $y$ -as. In figuur 9 kan je zien hoe deze operator zal inwerken op een  $\pi^+$ .

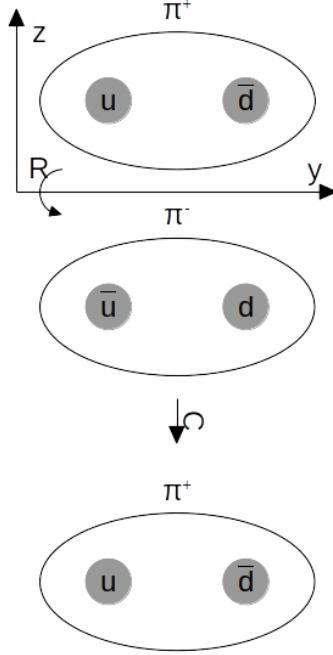


Figure 9:  $G$  operator inwerkend op een pion

Kijken we naar de eigentoestanden van de  $R$  operator zien we voor de ruimtelijke sferische golffunctie (rotatie  $180^\circ$  rond y-as,  $\exp(i\pi L_y)$ ):

$$Y_l^0(\theta, \phi) \rightarrow Y_l^0(\pi - \theta, \pi - \phi) = (-1)^l Y_l^0 \quad (32)$$

Het equivalent kan gedaan worden voor de isospin golffunctie  $I_3 = 0$ :

$$\chi(I, 0) \rightarrow (-1)^I \chi(I, 0) \quad (33)$$

De eigenwaarde voor de  $R$  operator is dus  $(-1)^I$ . De reden waarom de z component van de isospin 0 mag genomen worden is omdat deze toch behouden wordt door de sterke wisselwerking en dus geen verschil zou maken als we die anders kiezen. Voegen we dit samen met dit voor de  $C$  operator krijgen we de eigenwaarde van de  $G$  operator:

$$G |\psi\rangle = (-1)^{l+s+I} |\psi\rangle \quad (34)$$

Terug voor  $\pi^0$  hebben we:

- $C = +1$  door het verval  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$  waarbij de pariteit van 2 gelijke deeltjes altijd positief zal zijn
- $R = (-1)^1 = -1$

Dit samen geeft  $G |\pi\rangle = -|\pi\rangle$ . Dit geldt voor alle pionen omdat de sterke lading niet naar de lading kijkt. Hieruit kunnen we ook halen dat  $G |n\pi\rangle = (-1)^n |n\pi\rangle$ . Een mooi voorbeeld waar deze  $G$  operator te pas komt is bij de het verschil tussen  $\rho(780\text{MeV})$  en  $\omega(780\text{MeV})$ . Deze hebben beide een immense verval breedte en kunnen zou dus niet uit elkaar gehouden worden. Het enige verschil is dat  $I_\rho = 1$  en  $I_\omega = 0$  met respectievelijk  $G_\rho = +1$  en  $G_\omega = -1$ . Zo zien we dat  $\rho$  zal vervallen naar 2 pionen en  $\omega$  naar 3. Zo is het mogelijk om deze bij een experiment uit elkaar te houden.

Meestal zullen mesonen als volgt voorgesteld worden:  $I^G(J^{PC})$ . Belangrijk om te weten is dat de  $G$  pariteit enkel behouden wordt door de sterke wisselwerking.

mogelijke examenvraag: aantal mesonen gegeven, leid de isospin, spin, pariteit ( $= (-1)^{L+1}$  extra - teken door tegengestelde intrinsieke pariteit)... af uit de toestand

### 3 Feynman diagrammen, processen en correcties

#### 3.1 Schrödinger en co

In de klassieke mechanica hebben we:

$$\frac{\vec{p}^2}{2m} + V = E \quad (35)$$

of voor een vrij deeltje:

$$\frac{\vec{p}^2}{2m} = E \quad (36)$$

Overgaan naar kwantummechanica geeft:

$$\begin{aligned} \vec{p} &\rightarrow \frac{\vec{\nabla}}{i} \\ E &\rightarrow i \frac{\partial}{\partial t} \\ -\frac{1}{2m} \vec{\nabla}^2 \psi &= i \frac{\partial \psi}{\partial t} \end{aligned} \quad (37)$$

Relativiteit toevoegen geeft  $E^2 - \vec{p}^2 = m^2$  of in invariante notatie  $p^\mu p_\mu - m^2 = 0$ . Vervangen we dit in vergelijking (37) krijgen we de Klein-Gordon vergelijkingen.

$$-\partial^\mu \partial_\mu \psi - m^2 \psi = 0 \quad (38)$$

Deze zijn door Schrödinger opgesteld voordat hij de Schrödinger vergelijking heeft opgesteld. Dit omdat eerst geprobeerd is de vergelijkingen relativistisch op te lossen, maar dit lukte niet en zijn dan eerst klassiek opgelost. Het probleem bij de Klein-Gordon vergelijkingen is dat  $|\psi|^2$  geen probabilitet meer is a.k.a deze is niet positief definit. De reden hiervoor is de tweede afgeleide naar de tijd. Dit komt er fysisch op neer dat deeltjes kunnen gecreëerd en geannihileerd kunnen worden. Schrijven we de Klein-Gordon vergelijking eenvoudiger:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} = \vec{\nabla}^2 \psi - m^2 \psi \quad (39)$$

vermenigvuldig dit met de canonische  $\psi^*$  en trek er het canonische toegevoegde van af.

$$\psi^* \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} - \psi \frac{\partial^2 \psi^*}{\partial t^2} = \psi^* (\vec{\nabla}^2 \psi - m^2 \psi) - \psi (\vec{\nabla}^2 \psi^* - m^2 \psi^*) \quad (40)$$

Dit kan herschreven worden als volgt:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( \psi^* \frac{\partial \psi}{\partial t} - \psi \frac{\partial \psi^*}{\partial t} \right) = \vec{\nabla} \cdot (\psi^* \vec{\nabla} \psi - \psi \vec{\nabla} \psi^*) \quad (41)$$

Zo krijgen we iets dat afgeleid is naar de tijd dat moet gelijk zijn aan iets afgeleid naar de ruimte. Dit kan niets anders dan een continuïteit vergelijking.

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \vec{J} &= 0 \\ \rho &= i \left( \psi^* \frac{\partial \psi}{\partial t} - \psi \frac{\partial \psi^*}{\partial t} \right) \end{aligned} \quad (42)$$

Voor een vrij deeltje (plane wave) is de golffunctie:

$$\psi(\vec{x}, t) = N e^{i(\vec{p} \cdot \vec{x} - Et)} \quad (43)$$

met  $N$  de normalisatieconstante. Vul dit in  $\rho$  in en krijgen we:

$$\begin{aligned}\rho &= 2|N|^2 E \\ E &= \pm\sqrt{p^2 + m^2}\end{aligned}\tag{44}$$

Belangrijk hier is dat  $E$  niet constant is en dus ook de densiteit aan deeltjes is niet constant. De  $E$  in de relativiteit komt van de Lorentz contractie. Naarmate de energie toeneemt zal door de normalisatie van de golfvergelijking het volume kleiner worden.

### 3.2 Dirac

Dirac wil de kwantummechanica en relativiteit toch samenvoegen. Hij zoekt naar een vergelijking die eerste orde is in  $t$ .

$$\hat{E}\psi = (\vec{\alpha} \cdot \hat{p} + \beta m)\psi\tag{45}$$

En hij eist dat  $\psi$  voldoet aan de Klein-Gordon vergelijkingen. Zo gaan de niet te interpreteren densiteiten  $\rho$  weg. De enige manier om dit op te lossen is wanneer  $\vec{\alpha}$  en  $\beta$   $4 \times 4$  matrices zijn. Dit omdat er aan anti-commutatie relaties zal moeten voldaan worden, wat niet kan met getallen. Dit geeft mee dat  $\psi$  4 componenten zal hebben, “Dirac spinor”.

$$\psi(x) = \begin{pmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \\ \psi_3 \\ \psi_4 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \phi \\ \chi \end{pmatrix}\tag{46}$$

$$\beta = \begin{pmatrix} I & 0 \\ 0 & -I \end{pmatrix}\tag{47}$$

$$\begin{aligned}\alpha_i &= \begin{pmatrix} 0 & \sigma_i \\ \sigma_i & 0 \end{pmatrix} \\ \sigma_x &= \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \\ \sigma_y &= \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} \\ \sigma_z &= \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}\end{aligned}\tag{48}$$

Nu is het mogelijk om de Dirac vergelijking (vergelijking (45)) te herschrijven in zijn covariante vorm:

$$i\gamma^\mu \partial_\mu \psi - m\psi = 0\tag{49}$$

met  $\gamma$  de eerder gedefineerde  $4 \times 4$  matrices genormeerd naar de lichtsnelheid.

### 3.3 Spin

Het probleem dat Dirac vaststelt is dat het angulaire momentum  $\vec{L} = \vec{r} \times \vec{p}$  niet zal behouden worden in de relativistische kwantummechanica maar wel in de klassieke kwantummechanica.

Table 6: caption

$$\begin{array}{c|c|c} \hat{H}_{SE} = \frac{\hat{\vec{p}}^2}{2m} & [\hat{H}, \hat{\vec{L}}] = 0 & L \text{ conserved} \\ \hat{H}_D = \vec{\alpha} \cdot \vec{p} + \beta m & [\hat{H}, \hat{\vec{L}}] = -i\vec{\alpha} \cdot \vec{p} & L \text{ not conserved} \end{array}$$

In plaats van op te geven gaat hij kijken naar

$$\hat{S}_i \equiv \frac{1}{2} \sum_i \hat{\vec{S}}_i \equiv \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \sigma_i & 0 \\ 0 & \sigma_i \end{pmatrix} \quad (50)$$

waarbij bewezen kan worden dat  $[\hat{H}_D, \hat{\vec{S}}] = +i\vec{\alpha} \times \vec{p}$  is.

$$[\hat{H}_D, \hat{\vec{S}}] = [\vec{\alpha} \times \vec{p}, \hat{\vec{S}}] + m[\beta, \hat{\vec{S}}] \quad (51)$$

De spin zal niet interageren met  $\beta$  en de commutatierelatie nul.

$$[\hat{H}_D, \hat{\vec{S}}] = [\vec{\alpha} \times \vec{p}, \hat{\vec{S}}] \quad (52)$$

Aan de hand van Lie algebra zien we direct dat deze commutatie neerkomt op

$$[\hat{H}_D, \hat{\vec{S}}] = i\vec{\alpha} \times \vec{p} \quad (53)$$

Voegen we dit allemaal samen kunnen we zien dat het totaal angulair momentum we zal behouden worden.

$$[\hat{H}_D, \hat{\vec{J}}] = [\hat{H}_D, \hat{\vec{L}} + \hat{\vec{S}}] = 0 \quad (54)$$

Uit de Dirac vergelijkingen kunnen we direct halen dat de spin van deze deeltjes  $\frac{1}{2}$  zijn en dat de Dirac deeltjes dus fermionen zijn.

Vullen we in vergelijking (49) de golffunctie in voor het vrije deeltje in:

$$\psi(\vec{x}, t) = u(E, \vec{p}) e^{i(\vec{p} \cdot \vec{x} - Et)} \quad (55)$$

dan krijgen we met de vereenvoudigde dirac vergelijking

$$(\gamma_\mu p^\mu - m)u = 0 \quad (56)$$

4 oplossingen:

$$u^{(1)} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ \frac{p_z}{E+m} \\ \frac{p_x + i p_y}{E+m} \end{pmatrix}, u^{(2)} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ \frac{p_x - i p_y}{E+m} \\ \frac{-p_z}{E+m} \end{pmatrix} u^{(3)}, u^{(4)}, \quad (57)$$

en hun energie:

$$\begin{aligned} u^{(1)}(u^{(2)}) : E &= +|\sqrt{p^2 + m^2}| \\ u^{(3)}(u^{(4)}) : E &= -|\sqrt{p^2 + m^2}| \end{aligned} \quad (58)$$

De negatieve energieën kunnen geïnterpreteerd worden als de

- negatieve energie deeltje terug gaande in de tijd
- positieve energie anti-deeltje voorwaarts in de tijd

Na verder inzien lijkt het me niet nuttig om de dirac vergelijkingen verder uit te schrijven hier. Deze staan perfect uitgewerkt in Thomson. Voor dit deel schrijf ik enkel belangrijke mededelingen neer uit de les.

### 3.4 Spin toestanden

De heliciteit is niet triviaal voor een bewegend deeltje. Om dit te definiëren maken we gebruik van de heliciteit:

$$h \equiv \frac{\vec{S} \cdot \vec{p}}{p} \quad (59)$$

We doen dit omdat de z-as natuurlijk niet Lorentz invariant is. Door de spin te projecteren op het momentum van het deeltje wat natuurlijk wel invariant is wordt dit probleem opgelost. De deeltjes hebben dus zowel een spin als heliciteit met de heliciteit enerzijds parallel (rechts handig) of antiparallel (links handig) aan het momentum van het deeltje. Belangrijk om te weten is dat heliciteit nog steeds niet Lorentz invariant is.

### 3.5 Intrinsieke pariteit

Ik verwijst hier terug naar de Thomson p. 108. De uitkomsten voor de pariteit operator

$$\begin{aligned} x' &= -x \\ y' &= -y \\ z' &= -z \\ \psi' &= \hat{P}\psi \\ \hat{P}\psi' &= \psi \end{aligned} \quad (60)$$

zijn gegeven door:

$$\begin{aligned} i\gamma^1 \frac{\partial\psi}{\partial x} + i\gamma^2 \frac{\partial\psi}{\partial y} + i\gamma^3 \frac{\partial\psi}{\partial z} - m\psi &= -i\gamma^0 \frac{\partial\psi}{\partial t} \\ i\gamma^1 \frac{\partial\psi'}{\partial x'} + i\gamma^2 \frac{\partial\psi'}{\partial y'} + i\gamma^3 \frac{\partial\psi'}{\partial z'} - m\psi' &= -i\gamma^0 \frac{\partial\psi'}{\partial t} \end{aligned} \quad (61)$$

Hieruit kunnen we halen dat  $\gamma^0 \hat{P} \propto I$  en dat  $\hat{P}^2 = I$ . Dit wetende bekomen we dat  $\hat{P} = \pm \gamma^0$ . We hebben dus keuze welke operator we gebruiken. Conventioneel kiezen we  $\hat{P} = +\gamma^0$  zodat

$$\begin{aligned}\hat{P}u_{1,2} &= +u_{1,2} \\ \hat{P}v_{1,2} &= -v_{1,2}\end{aligned}\tag{62}$$

Ryckbosch legt hier vooral de nadruk op de fysische concepten en niet op de wiskunde.

### 3.6 Spinoren

De adjunct spinor is gegeven door

$$\bar{\psi} = \psi^\dagger \gamma^0 = (\psi_1^* \quad \psi_2^* \quad -\psi_3^* \quad -\psi_4^*) \tag{63}$$

$\bar{\psi}\psi$  is Lorentz invariant de stroom is gegeven door  $j^\mu = \bar{\psi}^\mu \psi$  en de densiteit  $\rho = \psi^\dagger \psi = 2E$ .

### 3.7 Fermi's gouden regel

Nemen we een hamiltoniaan  $\hat{H}_0 \phi_k = E_k \phi_k$  en laat deze perturberen met de interactie hamiltoniaan  $\hat{H}'(\vec{x}, t)$  dan krijgen we volgens de gouden regel dat de Schrödinger vergelijking aanpast naar

$$i \frac{d\psi}{dt} = [\hat{H}_0 + \hat{H}'(\vec{x}, t)]\psi \tag{64}$$

Het is mogelijk om hieruit te bewijzen (zie Thomson p. 51 en verder, Interesseert Ryckbosch minder) dat de breedte van toestand  $i$  naar toestand  $f$  gegeven is door

$$\Gamma_{fi} = 2\pi |T_{fi}|^2 \rho(E_i) \tag{65}$$

Hierbij zijn

$$\begin{aligned}T_{fi} &= \langle f | \hat{H}' | i \rangle = \int \phi_f^*(\vec{x}) \hat{H}' \phi_f(\vec{x}) d^3 \vec{x} \quad (\text{Eerste orde storing}) \\ &= \langle f | \hat{H}' | i \rangle + \sum_{k \neq i} \frac{\langle f | \hat{H}' | k \rangle \langle k | \hat{H}' | i \rangle}{E_i - E_k} \quad (\text{Tweede orde s.r.}) \\ \rho(E_i) &= \left| \frac{dn}{dE_f} \right|_{E_i} \end{aligned}\tag{66}$$

In deze cursus gaat het vooral over de tweede orde storingsrekening gaan, vanwege 1 intermediaire toestand.

### 3.8 Faseruimte

Uit de gouden regel van Fermi in eerste orde kunnen we halen dat elke kwantumtoestand in de impulsruimte een volume van  $(2\pi)^3$  zal innemen (wat neerkomt op Heisenberg).

$$d^3\vec{x}d^3\vec{p} = (2\pi)^3 \quad (67)$$

Hierbij is  $d^3\vec{x}$  het volume en kunnen we  $d^3\vec{p}$  afleiden. Bij dit afleiden gaan we ervan uit dat deze isotroop is verdeeld. Het aantal toestanden  $dn$  tussen  $[p, p + dp]$  komt nu neer op:

$$dn = 4\pi p^2 dp \times \frac{V}{(2\pi)^3} \quad (68)$$

Door het normeren van de golffuncties in vergelijking (66) zal in de werkzame doorsnede het volume van de ruimte geen rol meer spelen. De  $p^2dp$  zal ons vertellen hoe gemakkelijk een transitie zal gebeuren en is dus zeer belangrijk. Een voorbeeld hiervan is gegeven door het muon verval

$$\mu \rightarrow e + \nu_e + \nu_\mu \quad (69)$$

Het muon heeft een energie van 105MeV en vervalt in 3 deeltjes. Er zijn dus 2 vrijheidsgraden (behoud energie en impuls),  $p_1$  en  $p_2$ . De breedte wordt dan

$$\begin{aligned} \Gamma &\sim \int p_1^2 p_2^2 dp_1 dp_2 \\ &\sim [E]^5 \\ &\Downarrow \\ \Gamma_\mu &\sim m_\mu^5 \end{aligned} \quad (70)$$

Daarentegen vervalt een top quark enkel naar 2 deeltjes en heeft dus maar 1 vrijheidsgraad  $p$ .

$$\begin{aligned} t &\rightarrow b + W \\ \gamma_t &\sim \int p^2 dp \\ &\sim m_t^3 \end{aligned} \quad (71)$$

De reden waarom we maar tot de 5de macht krijgen voor het muon en niet tot de 6de is omdat  $p_1$  en  $p_2$  van elkaar afhangen en een van de 2 integralen weg vallen.

Tot nu toe was alles niet relativistisch. Eens we overschakelen naar de relativistische equivalenten wordt alles veel moeilijker. Hier gaan we over op Lorentz invariante fase ruimte en alle problemen worden opgevangen in de normalisatie van de golffuncties. Meer hoeven we hier niet van te weten.

### 3.9 Feynman diagrammen

Een eenvoudig voorbeeld voor feynman diagrammen

$$\mathcal{M}_{fi} = \langle \psi_c | V | \psi_a \rangle \frac{1}{q^2 - m_X^2} \langle \psi_d | V | \psi_b \rangle \quad (72)$$

De makkelijkste vorm van een vertex is als het een scalaire interactie is  $\langle \psi_c | V | \psi_a \rangle \propto g_a$ . Bij de propagaotor zal er moeten gesommeerd worden over alle polarisatie-toestanden. De feynmanregels schrijf ik hier niet helemaal uit, ga hiervoor naar thomson p114 en verder.

### 3.10 QED

Hier wordt er enkel gebruik gemaakt van de elektromagnetische wisselwerking. Zie terug Thomson voor de regels. Het is belangrijk om te begrijpen dat de  $\frac{1}{q^2}$  in de propagator van QED zal aangeven hoe gemakkelijk het zal zijn om een foton van de ene naar de andere kant een impuls  $q$  zal meenemen.

### 3.11 Currents

De current density is niet meer dan  $j^\mu = \bar{\psi} \gamma^\mu \psi$  wat 4 vectoren zijn. Dit wordt ook wel een bi-linaire vorm genoemd. Omdat  $\bar{\psi}$  en  $\psi$  elk bestaan uit 4 componenten bekomen we 16 mogelijke combinaties die we kunnen samennemen.

Table 7: current lineaire combinaties

	interactie vorm	aantal componenten
$\bar{\psi} \psi$	scalar	1
$\bar{\psi} \gamma^5 \psi$	pseudoscalar	1
$\bar{\psi} \gamma^\mu \psi$	vector	4
$\bar{\psi} \gamma^\mu \gamma^5 \psi$	pseudovector	4
$\bar{\psi} [\gamma^\mu, \gamma^\nu] \psi$	tensor	6
	totaal	16

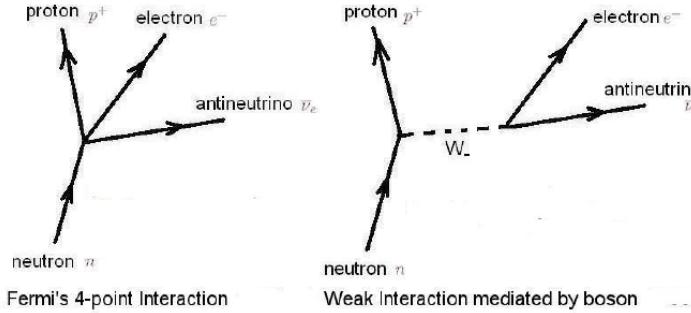


Figure 10: Feynman diagram van zwakke interactie

### 3.12 Zwakke interactie

Bij de zwakke interactie wordt er een boson uitgewisseld. Eerder werd dit gezien als een puntinteractie. De relatie tussen de 2 is gegeven door

$$M_F = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \bar{\psi}_\nu \gamma_\mu \psi_e \cdot \bar{\psi}_p \gamma_\mu \psi_n \quad (73)$$

Hiet komen we later in de cursus op terug.

### 3.13 Charged current

Bij het uitwisselen van een  $W^+$  of  $W^-$  boson wordt er een hoeveelheid lading verplaatst tussen de verschillende deeltjes. Dit kan in principe enkel gebeuren binnen een generatie.

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} e^- \\ \mu^- \\ \tau^- \end{pmatrix} &\leftrightarrow \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} \\ \begin{pmatrix} u \\ c \\ t \end{pmatrix} &\leftrightarrow \begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (74)$$

Deze opleving tussen de verschillende generaties is beschreven door de CKM-matrix

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \quad (75)$$

deze worden ook wel de flavour toestanden ( $d'$ ) en de massa toestanden( $d$ ) genoemd.

### 3.14 Pariteit schenden

Uit experimenten bleek dat het heilig boontje, de partiteit, niet behouden wordt bij de zwakke wisselwerking. Later is gezien dat de pariteit volledig zal schenden.

De nieuwe theorie die hier is ontwikkeld zegt dat in de operator van de zwakke wisselwerking zowel een vector gedeelte als pseudo-vector gedeelte zit,  $P_L = \frac{1}{2}(1 - \gamma^5)$  die de links handige toestanden uit projecteert. Dit geeft de (V-A)-interactie

$$\frac{1}{2}\bar{\psi}\gamma^\mu(1 - \gamma^5)\phi \quad (76)$$

De heliciteit en  $P_L$  hier zijn niet helemaal hetzelfde.

### 3.15 Neutrale current

Omdat we  $W^\pm$  hebben wil het zeggen dat we een triplet hebben en hebben we dus nog een boson zonder lading nodig,  $Z^0$ . Deze zal de pariteit maar gedeeltelijk schenden.

### 3.16 Mathematical interlude: groups

Een groep is een set van operaties die moeten voldoen aan:

- inwendigheid:  $R_i R_j$  is ook deel van de set
- identiteit:  $I$  bestaat met  $R_i I = I R_i = R_I$
- inversie:  $R_I^{-1}$  moet bestaan met  $R_I^{-1} R_i = R_i R_I^{-1} = I$
- associativiteit:  $R_i(R_j R_k) = (R_i R_j) R_k$
- commutativiteit:  $R_i R_j = R_j R_i$

Indien ze hier allemaal aan voldoen is dit een abelse groep. De meest gebruikte in de deeltjes fysica

Table 8: Meest gebruikte groepen

Groep		Matrices
$U(n)$	$n \times n$	unitair ( $U^*U = 1$ )
$SU(n)$	$n \times n$	unitair, determinant 1
$O(n)$	$n \times n$	orthogonaal ( $OO = 1$ )
$SO(n)$	$n \times n$	orthogonaal, determinant 1

De  $SO(n)$  groep zijn de rotaties van de ruimte in  $n$  dimensies en  $SU(2)$  is de spin van deeltjes wat homomorf is met  $SO(2)$ .

### 3.17 2D-rotatie $SO(2)$

Het roteren van de ruimte over een hoek  $\phi$  is gegeven door:

$$\begin{aligned} R(\phi)\hat{e}_1 &= \hat{e}_1 \cos \phi + \hat{e}_2 \sin \phi \\ R(\phi)\hat{e}_2 &= -\hat{e}_1 \sin \phi + \hat{e}_2 \cos \phi \\ \text{of} \\ R(\phi)\hat{e}_i &= \hat{e}_j R(\phi)_i^j \\ R(\phi) &= \begin{pmatrix} \cos \phi & -\sin \phi \\ \sin \phi & \cos \phi \end{pmatrix} \end{aligned} \tag{77}$$

Laten we dit inwerken op een gewone vector  $\vec{x} = \hat{e}_i x^i$  krijgen we:

$$\begin{aligned} \vec{x} \rightarrow \vec{x}' &\equiv R(\phi)\vec{x} = R(\phi)\hat{e}_i x^i = \hat{e}_j R(\phi)_i^j x^i \\ \vec{x}' &= \hat{e}_j x'^j \\ x'^j &= R(\phi)_i^j x^i \end{aligned} \tag{78}$$

De verschillende eigenschappen om een abelse groep te bekomen zijn makkelijk na te gaan.

Gaan we nog een stap verder, bekijken we de rotatie van infinitisimaal kleine hoeken.

$$R(d\phi) = 1 - id\phi J \tag{79}$$

met  $J$  onafhankelijk van  $d\phi$ . De reden voor de vorm van vergelijking (79) is door de kleine hoek benadering, cos gaat naar 1 en sin gaat naar de hoek zelf. Het bepalen van  $J$  kan snel gedaan worden: Draai de hoek  $\phi$  infinitesimaal op:

$$R(\phi + d\phi) = R(\phi)R(d\phi) = R(\phi) - id\phi R(\phi)J \tag{80}$$

Of in taylor ontwikkeling:

$$R(\phi + d\phi) = R(\phi) + d\phi \frac{dR(\phi)}{d\phi} \tag{81}$$

Stel deze gelijk aan elkaar om een vergelijking voor  $R(\phi)$  te bekomen.

$$\begin{aligned} \frac{dR(\phi)}{d\phi} &= -iR(\phi)J \\ \Rightarrow R(\phi) &= e^{-i\phi J} \end{aligned} \tag{82}$$

$J$  is dus niets anders dan de generator van de  $SO(2)$  groep (deze groep heeft er maar 1!). Het expliciet uitrekenen van  $J$  geeft

$$\begin{aligned} R(d\phi) &= \begin{pmatrix} 1 & -d\phi \\ d\phi & 1 \end{pmatrix} \\ \Rightarrow J &= \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} \end{aligned} \tag{83}$$

### 3.18 3D rotatie $SO(3)$

Deze worden in het algemeen voorgesteld in eulerhoeken  $\alpha$ ,  $\beta$  en  $\gamma$ . Deze rotaties commuteren niet en dit is dus geen abelse groep. Dit zal belangrijke gevolgen hebben. De matrix van deze rotatie is gegeven door

$$\begin{aligned} R_3(\psi) &= \begin{pmatrix} \cos \psi & -\sin \psi & 0 \\ \sin \psi & \cos \psi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \\ R_2(\psi) &= \begin{pmatrix} \cos \psi & 0 & \sin \psi \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin \psi & 0 & \cos \psi \end{pmatrix} \\ R_1(\psi) &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \psi & -\sin \psi \\ 0 & \sin \psi & \cos \psi \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (84)$$

Wat we wel hebben is dat elke subgroep  $R_i$  isomorf is met  $SO(2)$ .

$$R_n(\psi) = e^{-i\psi J_n} \quad (85)$$

Dit geeft ons 3 generatoren voor de  $SO(3)$  groep. Dit kan veralgemeend worden tot:  $SU(n)$  heeft  $n^2 - 1$  generatoren.

### 3.19 Non-abelse interacties

Enkel de elektromagnetische wisselwerking is Abels. Al de andere krachten zijn dit niet. De intermediare toestanden van deze niet Abelse interacties zullen zelf hun lading dragen. Hierdoor is het mogelijk dat deze aan zelf-interactie gaan doen.

De reden voor de korte dracht van de sterke en zwakke wisselwerking zijn niet hetzelfde. Bij de zwakke wisselwerking ligt dit aan de grote massa van het W en Z boson die snel vervallen. Bij de sterke wisselwerking is dit door de zelf-interactie tussen gluonen.

## 4 DIS, nucleon structuur, PDF's

### 4.1 Diep inelastische verstrooiing

Bij deze verstrooiing zal de kinetische energie van het lepton veel hoger zijn dan de massa van proton. Zo is het mogelijk om de inwendige structuur van het proton te gaan bekijken. De reden waarom we dit kunnen doen is omdat bij deze hoge energieën de golflengte van het foton veel kleiner zal zijn dan de grote van het proton. In dit geval werken we met een foton wat een groot voordeel is omdat we de vertices in dit diagram heel goed kunnen beschrijven en het lepton is een elementair deeltje. De enige onbekende in dit systeem is dus de inwendige structuur van het proton. De reden waarom het zo lang heeft geduurd voor we

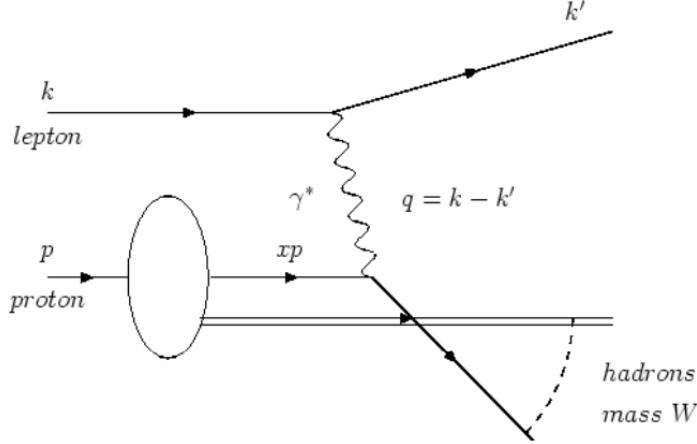


Figure 11: Diep inelastische verstrooiing van een proton en een lepton

proton bundels zijn beginnen gebruiken is omdat niet alle massa in de valentie quarks van het proton zullen zitten wat het allemaal veel ingewikkelder maakt. Om met het LHC nauwkeurige metingen te kunnen uitvoeren moeten we veel meer statistiek (meer events) hebben.

De kinetiek van het proces schematisch weergegeven in figuur 11 kan makkelijk neergeschreven worden. Een parton (quark) van een proton met 4moment  $xp$  zal een energie  $q$  absorberen van het foton en een vrij deeltje worden.

$$\begin{aligned}
 \text{voor absorptie: } & (xp + q)^2 = m_{parton}^2 \approx 0 \\
 & = x^2 p^2 + 2xpq + q^2 \\
 & = 2xpq + q^2 \\
 \Rightarrow x = & -\frac{-q^2}{2pq} = \frac{Q^2}{2pq}
 \end{aligned} \tag{86}$$

Het enige deeltje dat in staat zal zijn om een foton met energie  $q$  te absorberen moet een impulsfractie  $x$ , zoals berekend in (86), hebben van het proton. Met andere woorden hebben we een filter op welke partonen we willen waarnemen. Deze fractie is Lorentz invariant en dimensieloos. Een andere Lorentz invariante grootheid in dit proces is  $y = \frac{q \cdot p}{k \cdot p}$ . Deze geeft de fractie van het elektron dat gedragen wordt door het foton.

Verder uitgewerkt op een vast target hebben we als 4 momenta:

$$k = \begin{pmatrix} E \\ 0 \\ 0 \\ E \end{pmatrix}, p = \begin{pmatrix} m_p \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, k' = \begin{pmatrix} E' \\ 0 \\ E' \sin \theta \\ E' \cos \theta \end{pmatrix}, p_h = \begin{pmatrix} E_h \\ p_{xh} \\ p_{yh} \\ p_{zh} \end{pmatrix} \tag{87}$$

De aannames dat we hier hebben gedaan zijn:

- elektron beweegt langs de z-as
- door hoge energieën zien we het elektron als massaloos:  $|E_e| = |p_{ze}|$
- het elektron verstrooit in het yz-vlak
- De hadronische finale toestand is de som van alle uitkomende deeltjes samen

De invariante massa van dit systeem is  $W = \sqrt{E_H^2 - p_h^2} \geq m_p$ . Het is mogelijk maar zeldzaam dat de geabsorbeerde energie kan verdeeld worden onder alle andere partons om zo een proton uit te komen. Dit is een elastische verstrooiing en  $W = m_p$ . In alle andere gevallen breekt het parton los van de rest en hebben we een inelastische verstrooiing met  $W > m_p$ .

Dit systeem heeft 8 vrijheidsgraden (voor zowel  $k'$  als  $p_h$  1 voor de energie en 3 voor de hoeken). Eén van deze vrijheidsgraden valt weg vanwege de massa van het elektron dat verwaarloosd wordt, nog 4 vallen weg door het behoud van energie en impuls en ten laatste valt er nog 1 weg door azimutale symmetrie. Zo houden we uiteindelijk nog 2 vrijheidsgraden over. De 2 makkelijkst te kiezen variabelen zijn  $E'$  en  $\theta$ . Het probleem hierbij is dat deze niet Lorentz invariant zijn. Deze variabelen kunnen wel omgevormd worden naar  $x$  en  $y$  die dit wel zijn.

$$\begin{aligned} Q^2 &= -(k - k')^2 \approx 2EE'(1 - \cos\theta) \\ x &= -\frac{q^2}{2p \cdot q} = \frac{EE'(1 - \cos\theta)}{(E - E')m_p} \\ y &= -\frac{q \cdot p}{k \cdot p} = \frac{E - E'}{E} \end{aligned} \quad (88)$$

## 4.2 Experimenten

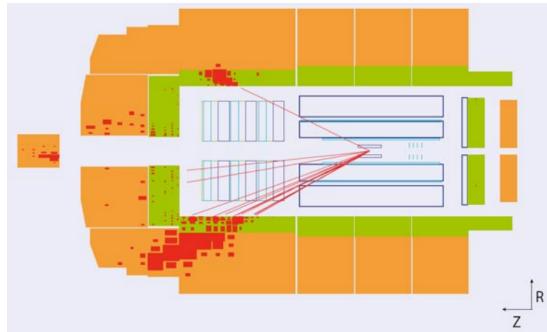


Figure 12: HERA experiment

De beste vaste target machines voor precisie zijn  $e^+e^-$  colliders. Op deze machines zijn ook voor het eerst de quarks gezien. In het CERN hadden ze eerst een proton collider gemaakt en dachten dat ze de boot gemist hebben. Wat ze gedaan hebben is de protonen op een target insturen en daar komen massa's pionen uit. Als je deze lang genoeg meeneemt, gaan die vervallen naar

muonen met een levensduur van de orde  $10^{-8}$ s en zo verkrijgen we een muon bundel. Omdat dit tertiaire deeltjes zijn gaan de densiteit van de deeltjes veel lager liggen en zullen een vrij breed energiespectrum hebben. Hetzelfde kan gedaan worden voor neutrino's.

Er zijn ook colliders waar 2 deeltjes bundels op elkaar worden afgestuurd. Een voorbeeld van de waargenomen deeltjes is in figuur 12 gegeven van het HERA experiment. Hier is het duidelijk dat de elektronen van links zullen komen. Dit omdat de inkomende energie van het proton veel hoger is dan dat van het elektron en de uitgaande deeltjes van de collisie gaan wegens behoud van impuls via de linker kant de detector verlaten.

Als je zo een extravagant experiment zoals het LHC maakt is 1 van de eerste dingen die je doet het onderzoeken het kinematisch bereik van dat experiment. In figuur 13 wordt  $Q^2$  in functie van  $x$  geplot van verschillende colliders.

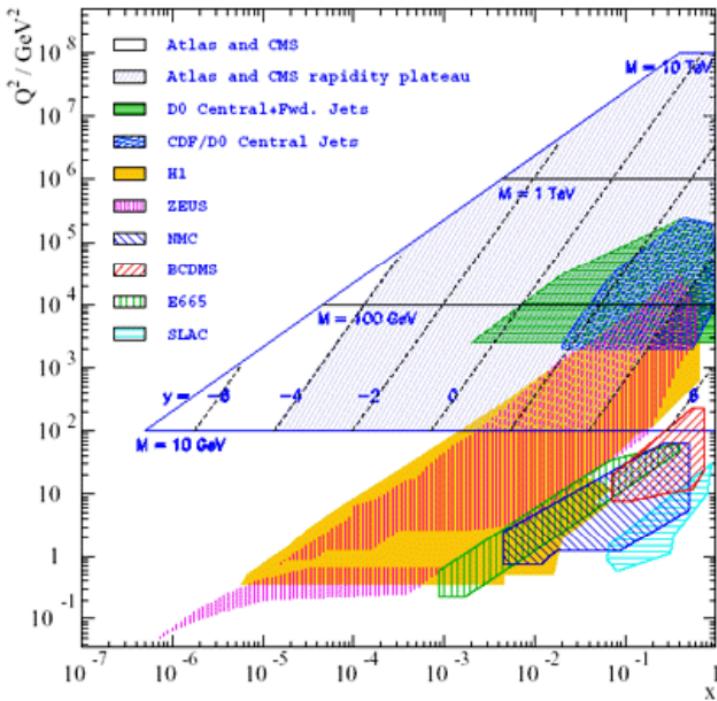


FIG. 1: Kinematic coverage of the DIS and collider  $pp-p\bar{p}$  experiments. For  $pp$  and  $p-\bar{p}$  colliders, the Bjorken  $x_1$  and  $x_2$  of the interacting quarks are related to the mass  $M$  of the Drell-Yan pair and its rapidity  $y$  as  $x_{1,2} = M/\sqrt{S} \exp(\pm y)$  where  $S$  is the center of mass energy squared for the experiment.

Figure 13: Kinematisch bereik

### 4.3 Cross section

De werkzame doorsnede van deze DIS experimenten wordt gegeven door:

$$\frac{d^2\sigma^{e,N}}{dxdy} = \frac{4\pi\alpha^2 s}{Q^4} [xy^2 F_1^{eN} + (1-y)F_2^{eN}] \quad (89)$$

met  $F_1$  en  $F_2$  de structuur functies. Het is logisch dat er in deze werkzame doorsnede een  $\alpha^2$  afhankelijkheid verwerkt zit omdat deze interactie verloopt via de elektromagnetische interactie en dus 2 vertices heeft die elk een  $\alpha$  toedragen. En de waarschijnlijkheid dat we de impulsfractie  $x$  vinden van het parton wordt gegeven door die structuur functies  $F_1$  en  $F_2$ . Het zijn deze dus die alle informatie bevatten. We zien dat de structuur functies afhangen van zowel  $x$  als  $Q^2$ ,  $F_i(x, Q^2)$ . Zo weten we direct dat dit geen puntdeeltjes kunnen zijn omdat we anders geen afhankelijkheid zouden hebben van  $Q^2$ .

Intermezzo: waar komt de massa van het proton nu vandaan? De structuur van protonen bestaat uit quarks en gluonen. In het echt is dit nog veel complexer dan zomaar die 3 quarks. De uiteindelijke reden daarvoor is dat het proton zeer klein is omdat de interactie tussen quarks zeer sterk is. De quarks liggen op ongeveer 1fm van elkaar af. Het heisenberg principe zegt dat als we iets opluiten in een ruimte van 1fm dat het een nulpuntsenergie van 197MeV zal hebben. De bewegingsenergie/bindingssenergie van de 3 quarks samen is 600MeV. Het grootste gedeelte van de massa van het proton zal dus afhangen van de bewegings-/bindingssenergie van de quarks en niet van de quarks zelf. Deze bindingssenergie komt van de interactie tussen de quarks zelf aan de hand van uitwisseling van gluonen. Door de continu uitgewisselde gluonen die op-splitsen in quark-antiquark paren. Dit is het equivalent van de lamb shift in elektronenwolken.

Het is nog nooit gelukt om de structuur functies wiskundig uit te rekenen, QCD is hier niet toe in staat. De enige manier om deze te bepalen is aan de hand van experimenten. In het quark parton model kunnen we  $F_2$  uitschrijven

$$F_2^{eN}(x) = \sum_q xQ_q^2 [q^N(x) + \bar{q}^N(x)] \quad (90)$$

Hier sommeren we over alle quarks.  $q^N(x)$  en  $\bar{q}^N(x)$  zijn respectievelijk de waarschijnlijkheid om een quark of antiquark in het proton te vinden. Al dat we hier alle mogelijke quarks bekijken is het zo goed als onmogelijk een top quark met een massa van  $\pm 100\text{GeV}$  tegen te komen in een proton van  $1\text{GeV}$ . Er is een relatie tussen  $F_1$  en  $F_2$

$$\frac{2xF_1}{F_2} = \begin{cases} 1 & \text{spin } \frac{1}{2} \\ 0 & \text{spin } 0 \end{cases} \quad (91)$$

Deze relatie is makkelijk aangetoond.

$$\left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{puntdeeltje, 1/2} = \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{Rutherford} \cos^2 \frac{\theta}{2} \left[ 1 + \frac{2Q^2}{4m^2c^2} \tan^2 \frac{\theta}{2} \right] \quad (92)$$

In het rood vinden we de Mott cross sectie  $(\frac{d\sigma}{d\Omega})_M$ , de cross sectie voor het verstrooien van een spin 1/2 deeltje aan een spin 0 deeltje. Uit de Rutherford cross sectie komt uiteindelijk  $\alpha^2/Q^4$ . De  $\cos^2$  in de Mott cross sectie komt uit het behoud van heliciteit en angulair moment. Als je een elektron hebt met spin 1/2 dan is zijn heliciteit de projectie van zijn spin op de bewegingsrichting. In het geval dat we een positieve heliciteit hebben liggen de bewegingsrichting en heliciteit in dezelfde richting. Onder een verstrooiing van  $180^\circ$  zal de spin van het deeltje niet veranderd zijn maar het momentum wel. Dit zorgt ervoor dat de heliciteit en momentum antiparallel zijn wat wegens behoud van heliciteit niet kan. Dit wordt weergegeven in deze cos-term.

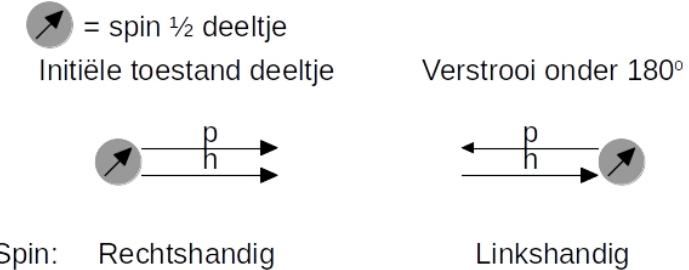


Figure 14: Visualisatie van spin 1/2 deeltje dat verstrooit onder een hoek van  $180^\circ$

Het toevoegen van het groen gedeelte aan de Mott cross sectie is nodig als we verstrooien van een spin 1/2 deeltje aan een spin 1/2 deeltje. De eerste term in het groene gedeelte is afkomstig van de elektrische interactie en de tweede term van de magnetische interactie m.a.w. van de spin. Door deze term is het terug mogelijk om te verstrooien onder  $180^\circ$ . Voor het verstrooien van een elektron aan een quark moet aan vergelijking (92) nog de lading van het quark  $Q_q^2$  vermenigvuldigd worden. De laatste stap is nu de cross sectie op te stellen van een spin 1/2 deeltje dat zich verstrooit van een proton.

$$\left( \frac{d\sigma}{d\Omega dE'} \right) = \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_M \sum_q Q_q^2 [1 + \frac{Q^2}{4m^2c^2} \tan^2 \frac{\theta}{2}] q(x) \frac{dx}{dE'} \quad (93)$$

Dit komt neer op de waarschijnlijkheid om te verstrooien naar een quark in het groen en de waarschijnlijkheid om een quark te vinden in het rood. Nu kunnen we ad-hoc een aantal dingen uitwerken:

$$x = \frac{Q^2}{2M\nu}; \quad \nu = E - E' \quad \Rightarrow \quad \frac{dx}{dE'} = \frac{x}{\nu} \quad (94)$$

en de massa van het de quark is gegeven door  $m_q = xM_p$ . Vullen we deze in

vergelijking (93) in.

$$\begin{aligned} \left( \frac{d\sigma}{d\Omega dE'} \right) &= \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_M \sum_q Q_q^2 \left[ 1 + \frac{Q^2}{4x^2 M_p^2 c^2} \tan^2 \frac{\theta}{2} \right] q(x) \frac{x}{\nu} \\ &\Downarrow \\ \left( \frac{d\sigma}{d\Omega dE'} \right) &= \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_M \left[ \frac{1}{\nu} F_2 + \frac{2}{M^2 c^2} F_2 \tan^2 \frac{\theta}{2} \right] \end{aligned} \quad (95)$$

Zo komen op de afgeleides na vergelijking (89) en vergelijking (95) overeen. Als  $\theta = 0^\circ$  dan hebben we enkel  $F_2$  en als  $\theta = 180^\circ$  dan hebben we enkel  $F_1$ . Specifiek voor 1/2 partons kunnen we vergelijking (89) herschrijven als volgt:

$$\begin{aligned} \frac{d^2\sigma^{e,N}}{dxdy} &= \frac{4\pi\alpha^2 s}{Q^4} \left[ y^2 \frac{F_2^{e,N}}{2} + (1-y) F_2^{e,N} \right] \\ &= \frac{4\pi\alpha^2 s}{Q^4} \left[ \frac{1+(1-y)^2}{2} \right] F_2^{e,N} \end{aligned} \quad (96)$$

#### 4.4 Structuur functies

Vervolgens kunnen we kijken hoe de structuur functie er uit ziet van het proton.

$$F_2^{e,p} = x \left( Q_u^2(u + \bar{u}) + Q_d^2(d + \bar{d} + s + \bar{s}) \right) \quad (97)$$

Hier worden enkel de waarschijnlijkheden van de up, down en strange (anti)quarks in acht genomen omdat de overige zo goed als niet mogelijk zijn. Het proton en neutron zijn voor de sterke wisselwerking hetzelfde alleen dat een up quark verandert in een downquark. Dit geeft de isospin invarianties

$$\begin{aligned} u(x) &\equiv u^p(x) = d^n(x) & \bar{u}(x) &\equiv \bar{u}^p(x) = \bar{d}^n(x) \\ d(x) &\equiv d^p(x) = u^n(x) & \bar{d}(x) &\equiv \bar{d}^p(x) = \bar{u}^n(x) \\ s(x) &\equiv s^p(x) = s^n(x) & \bar{s}(x) &\equiv \bar{s}^p(x) = \bar{s}^n(x) \end{aligned} \quad (98)$$

Gebruiken we deze invariantie dan vinden we direct de structuur functie voor het neutron.

$$F_2^{e,n} = x \left( Q_d^2(u + \bar{u} + s + \bar{s}) + Q_u^2(d + \bar{d}) \right) \quad (99)$$

Om de structuur functie van een nucleon te bepalen middelen we uit over de 2 structuurfuncties.

$$\begin{aligned} F_2^{e,N} &\equiv \frac{F_2^{e,p} + F_2^{e,n}}{2} \\ &= \frac{x}{2} \left( (Q_u^2 + Q_d^2)(u + \bar{u} + d + \bar{d}) + 2Q_d^2(s + \bar{s}) \right) \\ &\approx \frac{x}{2} \left( \frac{5}{9}(u + \bar{u} + d + \bar{d}) \right) \end{aligned} \quad (100)$$

De  $\frac{5}{9}$  komt van de ladingen van  $Q_u = \frac{2}{3}$  en  $Q_d = -\frac{1}{3}$ . De  $s + \bar{s}$  valt weg wegens even veel s quarks als antiquarks in het nucleon te hebben.

## 4.5 (Anti)neutrino verstrooiing

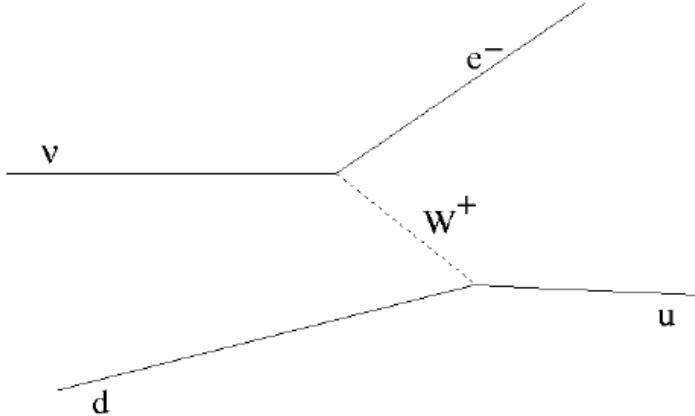


Figure 15: Feynman diagram van de neutrino verstrooiing

In principe is het mogelijk voor zowel charged ( $W^\pm$ ) of neutral ( $Z^0$ ) current verstrooiing doen. Hierbij wordt een neutrino afgeschoten op een proton waar na interactie van de neutrino en het quark aan de hand van een W boson het geladen equivalent van de neutrino de verstrooiing verlaten. De neutrino of antineutrino zal door het uitwisselen van respectievelijk ofwel het  $W^+$  of  $W^-$  boson enkel met een aantal quarks kunnen interageren in het proton:

- $\nu$ -scattering:  $d, \bar{u}, s$
- $\bar{\nu}$ -scattering:  $u, \bar{d}, \bar{s}$

In een experiment kunnen de verschillende (anti)neutrino verstrooiingen uit elkaar gehouden worden omdat  $\nu \rightarrow e^-$  en  $\bar{\nu} \rightarrow e^+$ . Naast de  $F_2^{\nu,N} \propto x(q + \bar{q})$  krijgen we nu nog een extra structuur functie  $x F_3^{\nu,N} \propto x(q - \bar{q})$ .

$$\frac{d^2\sigma^\nu}{dxdy} = \frac{G_F^2 s}{2\pi} \left[ \frac{F_2^\nu + xF_3^\nu}{2} + \frac{F_2^\nu - xF_3^\nu}{2}(1 - y^2) \right] \quad (101)$$

De eerste term tussen de haakjes zijn enkel de quarks en is onafhankelijk van de hoek waaronder wordt verstrooid en is isotroop. De tweede term zijn de antiquarks is de waarschijnlijkheid om er te hebben afhankelijk van de hoek waaronder verstrooit wordt. Waarom dit zo is wordt snel duidelijk als we de verstrooiing bij  $180^\circ$  graden bekijken. Hier hebben we gebruik gemaakt van het feit dat de zwakke wisselwerking enkel bindt aan linkshandige deeltjes.

Dezelfde redenering kan gedaan worden voor de antineutrinos en dan krijgen we:

$$\frac{d^2\sigma^{\bar{\nu}}}{dxdy} = \frac{G_F^2 s}{2\pi} \left[ \frac{F_2^{\bar{\nu}} - xF_3^{\bar{\nu}}}{2} + \frac{F_2^{\bar{\nu}} + xF_3^{\bar{\nu}}}{2}(1 - y^2) \right] \quad (102)$$

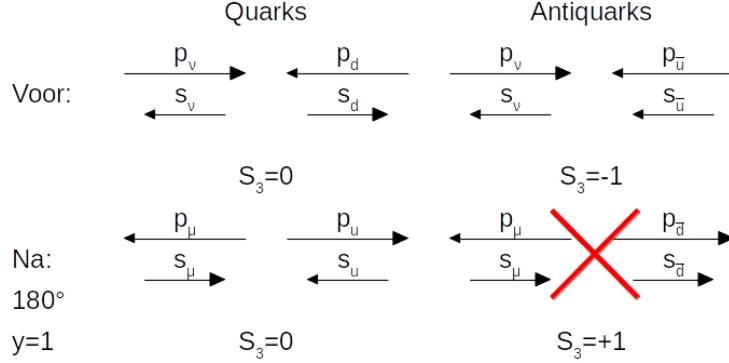


Figure 16: Neutrino verstrooiing bij  $180^\circ$

Gebruiken we dit nu om de structuurfuncties van het proton en neutron op te stellen.

$$\begin{aligned}
 F_2^{\nu,p} &= 2x[d(x) + \bar{u}(x)] \\
 xF_3^{\nu,p} &= 2x[d(x) - \bar{u}(x)] \\
 F_2^{\nu,n} &= 2x[u(x) + \bar{d}(x)] \\
 xF_3^{\nu,n} &= 2x[u(x) - \bar{d}(x)] \\
 \\
 F_2^{\bar{\nu},p} &= 2x[u(x) + \bar{d}(x)] \\
 xF_3^{\bar{\nu},p} &= 2x[u(x) - \bar{d}(x)] \\
 F_2^{\bar{\nu},n} &= 2x[d(x) + \bar{u}(x)] \\
 xF_3^{\bar{\nu},n} &= 2x[d(x) - \bar{u}(x)] \\
 &\quad \Downarrow \\
 F_2^{\nu,N} &= F_2^{\bar{\nu},N} \\
 xF_3^{\nu,N} &= xF_3^{\bar{\nu},N} \\
 F_2^{\nu,N} &= x(u + \bar{u} + d + \bar{d}) \\
 xF_3^{\nu,N} &= x(u - \bar{u} + d - \bar{d})
 \end{aligned} \tag{103}$$

Het interessante is dat  $xF_3^{\nu,N}$  ons het aantal quarks - het aantal antiquarks geeft m.a.w. de valentie quarks en is dus minder afhankelijk van  $Q$ . Experimenteel hebben we kunnen zien dat  $F_2$  zowel voor de elektromagnetische als de zwakke wisselwerking hetzelfde is. Dit is het beste bewijs dat we hebben voor de lading van een quark.

We zien dat  $xF_3$  piekt bij een  $x$  waarde van 0.2. Omdat we 3 valentiequarks hebben in een proton of neutron zouden we eerder deze piek bij 0.3 verwachten. Dit komt door de verschillende gluons die worden uitgedeeld tussen de quarks. Je kan dit schematisch zien in figuur 18.

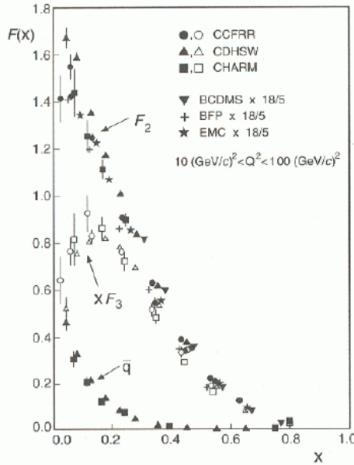


Figure 17: Vergelijking zwakke en EM structuurfunctie in experimenten

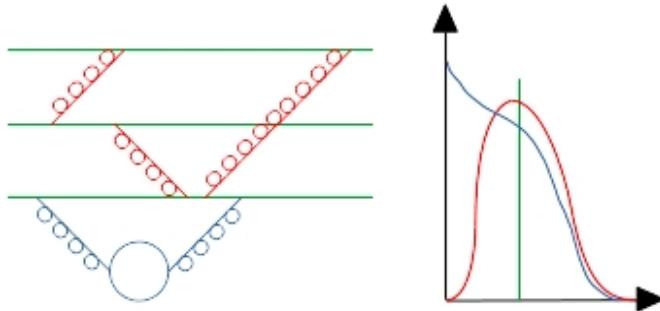


Figure 18: Schematische voorstelling van de quark verdeling

Toen voor het eerst de structuur functies werden onderzocht werd de scaling violation waargenomen. Of je nu naar puntdeeltjes kijkt met een hoge resolutie of lage resolutie zou je geen verschil mogen zien maar we zien dat dit niet zo is. Door de kortere waarneming hebben de zee quarks de tijd niet gehad om uit te middelen. De kans om een valentiequark te vinden is steeds moeilijker met hogere energieën. Zie sectie 5.10 voor herformulering van deze uitleg.

Het mooie is dat we met QCD de  $Q^2$  afhankelijkheid kan beschrijven. Jammergenoeg kan dit niet gezegd worden over de  $x$  afhankelijkheid. De scaling violation kan ook waargenomen worden. Uit de structuur functies kunnen de parton distributie functies afgeleid worden. Hier zien we dat de zee quarks zullen domineren bij lagere  $x$  waarden.

We zien dat er voor hoge  $x$  in het proton meer  $\bar{d}$  aanwezig is dan  $\bar{u}$ . Dit is te verklaren door de pion wolk die rond het proton zal leven. Deze pionen kunnen

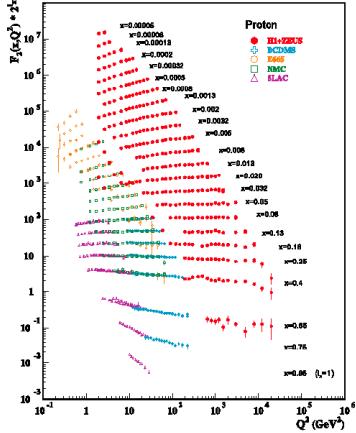


Figure 19: Scaling violations

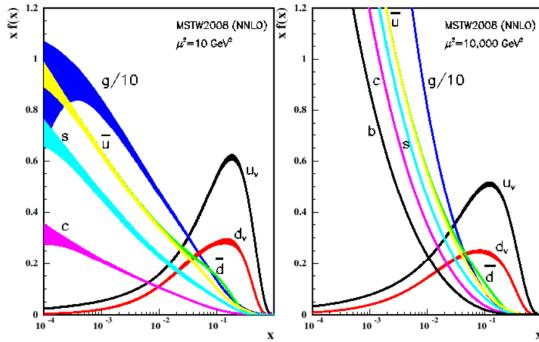


Figure 20: parton distributie functies

alleen neutraal of positief geladen zijn ( $|p\rangle = |p\rangle + |p\pi^0\rangle + \dots + |n\pi^+\rangle$ ) wat zorgt voor die hogere densiteit aan  $\bar{d}$ . **Dit durft hij graag vragen op het examen les 5 10u00.**

#### 4.6 Gepolariseerde DIS

Vanaf de jaren 80 zijn er ook longitudinaal gepolariseerde lepton en nucleon bundels gebruikt. Met deze experimenten kijken we naar de spin structuur van de nucleonen. We zien uit deze experimenten dat de spin van het proton niet zal opgemaakt zijn uit de valentie quarks. Dit leidde tot de zo genoemde “spin crisis”.

## 4.7 Spin physics

Als we kijken naar eender welk rond draaiend systeem zoals bijvoorbeeld het zonnestelsel, kunnen we zien dat het grootste deel van het angulaire momentum van deze systemen niet zal afhangen van de lichamen met de grootste massa.

## 4.8 Nucleon spin fysica

Uit de gepolariseerde experimenten verwachten we te zien dat  $\frac{1}{2} = \frac{1}{2}(\Delta u + \Delta d)$  is. In het echt zien we dat  $\Delta u + \Delta d \approx 0$  wat natuurlijk totaal onverwacht was.

In de werkelijkheid is het veel veel complexer.

$$\begin{aligned}
 S_z &= \frac{1}{2} = \frac{1}{2}\Delta\Sigma + \Delta G + L_q + L_g \\
 \Delta\Sigma &= (\Delta u_v + \Delta d_v) + (\Delta u_s + \Delta d_s + \Delta \bar{u} + \Delta \bar{d} + \Delta \bar{s}) \\
 \Delta\Sigma &= \text{Quark spin contributie} \\
 \Delta G &= \text{Gluon spin contributie} \\
 L_q &= \text{Orbitaal angulair moment van quarks} \\
 L_g &= \text{Orbitaal angulair moment van gluons}
 \end{aligned} \tag{104}$$

We verwachten wegens sferisch symmetrisch te zijn van de quarks dat al de bijdrages behalve  $\Delta\Sigma$  0 zouden zijn.

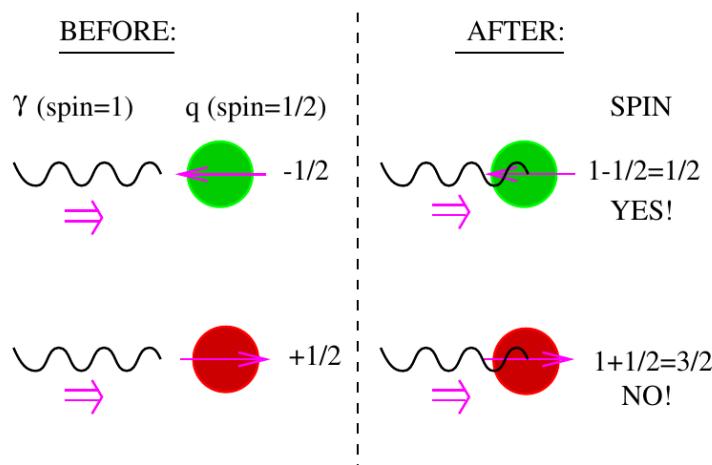


Figure 21: Foton absorptie bij gepolariseerde DIS

Hoe meten we nu de spin distributie in quarks? We polariseren het proton parallel of anti parallel aan de richting van het foton en dan kijken we welke quarks het foton zullen absorberen. De reden waarom we het proton polariseren en niet de bundel is omdat het polariseren en vooral het flippen van de bundel

die moeilijk is. Nu vragen we ons af het foton zal hitten. We kunnen ons de conservatie van heliciteit voorstellen bij absorptie. We zien in figuur 21 dat de fotonen enkel geabsorbeerd worden door quarks met tegengestelde spin.

Steken we deze quarks nu in een nucleon en we nemen aan dat enkel de quarks contributies leveren aan de spin kunnen we door het verranderen van de polarisatie van het proton, kiezen of we de quarks bekijken die ofwel positief of negatief bijdragen aan de spin van het proton. Door de onderste spin min de bovenste spin te doen in figuur 22 dan krijgen we de netto bijdrage van de quarks aan de spin.

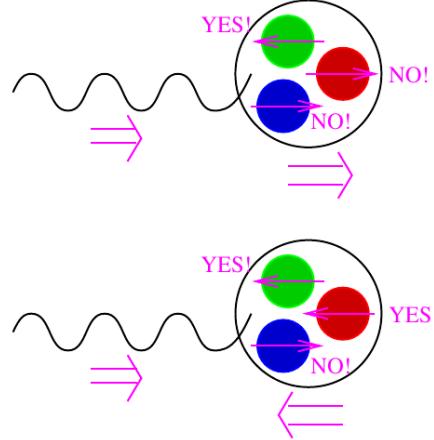


Figure 22: Absorptie van foton door quarks in nucleon

Zo krijgen we uiteindelijk een tensor uit deze experimenten

$$W^{\mu\nu} = -g^{\mu\nu}F_1(x, Q^2) + \frac{p^\mu p^\nu}{\nu}F_2(x, Q^2) + i\epsilon^{\mu\nu\delta\sigma}\frac{q_\delta}{\nu}(S_\sigma g_1(x, Q^2) + \frac{1}{\nu}(p \cdot q S_\sigma - S \cdot q p_\sigma)g_2(x, Q^2)) \quad (105)$$

Hierbij kennen we de ongepolariseerde structuur functies  $F_1$  en  $F_2$  al. Dit komt neer op de impuls densiteit van de quarks:

$$F_1(x) = \frac{1}{2} \sum_q e_q^2 [q^+(x) + q^-(x)] = \frac{1}{2} \sum_q e_q^2 q(x) \quad (106)$$

De nieuwigheid hier zijn de gepolariseerde structuur functies  $g_1$  en  $g_2$ . Deze beschrijven de spin structuur van de spin van de quarks.

$$g_1(x) = \frac{1}{2} \sum_q e_q^2 [q^+(x) - q^-(x)] = \frac{1}{2} \sum_q e_q^2 \Delta q(x) \quad (107)$$

$g_2$  zal niet besproken worden in deze cursus. Deze is te ingewikkeld. Hoe meten we  $g_1$  nu. Het is natuurlijk niet mogelijk om het virtueel foton te polariseren.

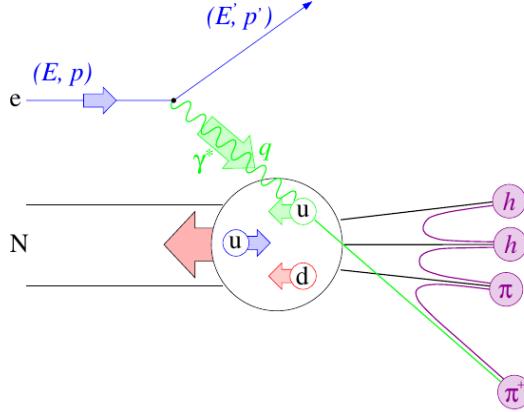


Figure 23: Onderzoek naar spin structuur

Wat wel mogelijk is, is het polariseren van de elektronbundel. Als de verstrooiing onder een grote hoek gebeurt, zal er een groot deel van de spin van het elektron overgebracht zijn naar het proton en als het onder een kleine hoek verstrooit wordt bijna geen spin overgebracht. Dit kan weergegeven worden in een polarisatie factor

$$D = \frac{y(2-y)}{y^2 + 2(1-y)(1+R)} \quad (108)$$

$$R = \frac{\sigma_L}{\sigma_T}$$

Wat in deze experimenten zal gemeten worden is

$$A_{||} = \frac{\sigma_{\uparrow\downarrow} - \sigma_{\uparrow\uparrow}}{\sigma_{\uparrow\downarrow} + \sigma_{\uparrow\uparrow}} \quad (109)$$

$$= D.(A_1 + \eta A_2)$$

Eigenlijk willen willen weten wat  $A_1$  is

$$A_1 = \frac{\sigma_{1/2} - \sigma_{3/2}}{\sigma^{1/2} + \sigma^{3/2}} \quad (110)$$

Zo bekomen we uiteindelijk een ratio

$$\frac{g_1}{F_1} = \frac{1}{1+\gamma^2} \left( \frac{A_{||}}{D} - (\eta - \gamma) A_2 \right) \quad (111)$$

De uiteindelijke structuur functies die we komen kan je vinden in figuur 24a. Voor het polariseren van het neutron maken we gebruik van  ${}^3He$  als equivalent. We zien bij kleine  $x$  niets wat wil zeggen dat de zee quarks niet toedragen tot de spin. Alle polarisatie is te vinden bij de hogere  $x$  en zien we dat onze valentie quarks toch gepolariseerd zullen zijn. Bij het proton hebben we een

positieve bijdrage en bij het neutron een negatieve bijdrage. Dit komt omdat de up quark positief zal bijdragen aan de spin en het down quark negatief. Het is momenteel nog niet gelukt om dit te bewijzen met QCD. In figuur 24b hebben we dit omgezet naar de bijdrages van de quarks zelf. Hieruit zien we dat de zee quarks niet gepolariseerd zijn. We krijgen uiteindelijk te zien dat  $\Delta\Sigma \approx 0.30$  is, of anders gezegd dragen de spin van de quarks maar  $1/3$  mee aan de totale spin van het nucleon. Waar de rest vandaan komt is op dit moment nog niet duidelijk.

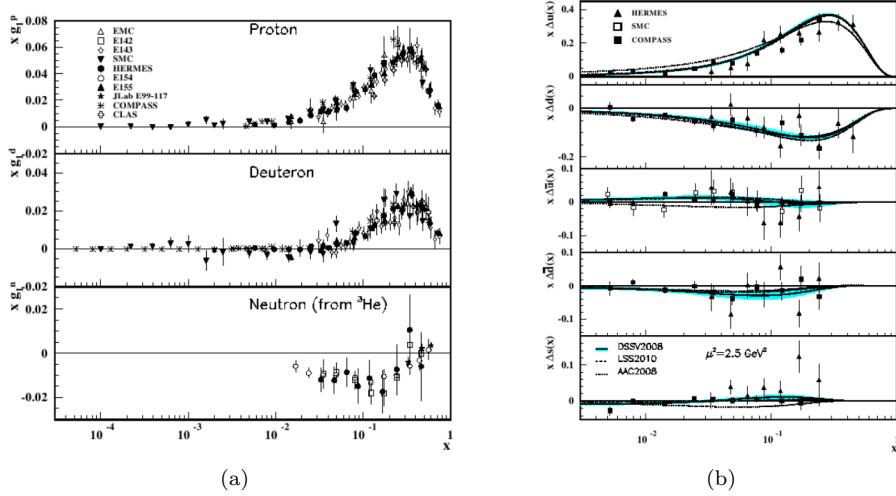


Figure 24: Resultaten uit polarisatie experimenten

## 4.9 Samenvatting van de structuur functies

Ten laatste voor dit hoofdstuk kijken we nog eens naar een overzicht van wat we nu allemaal weten van de structuur functies.

		Quark Polarization		
		U	L	T
Nucleon Polarization	U	$f_1$		$h_1^\perp$
	L		$g_{1L}$	$h_{1L}^\perp$
	T	$f_{1T}^\perp$	$g_{1T}$	$h_1$

Sivers      helicity      trans-helicity (worm-gear)      Boer-Mulders      long-transversity (worm-gear)      transversity      pretzelosity

Figure 25: Samenvatting van de structuur functies

## 5 QCD

### 5.1 Sterke interactie

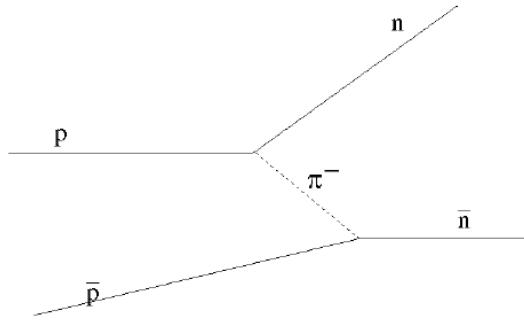


Figure 26: omvorming van protonen in neutronen

Historisch gezien is de sterke interactie ingevoerd om  $p\bar{p} \rightarrow n\bar{n}$  te beschrijven. Hierbij werd gezegd dat deze nucleonen op vlak van kernkrachten gelijk zijn. en een sterk isospin doublet vormen.

$$\begin{pmatrix} p \\ n \end{pmatrix} : \text{sterk isospin doublet} \quad (112)$$

Dit is een SU(2) groep en heeft 3 generatoren en uitwisselings deeltjes

$$\begin{pmatrix} \pi^+ \\ \pi^0 \\ \pi^- \end{pmatrix} \quad (113)$$

Dit werkt redelijk maar nu weten we natuurlijk dat dit niet correct is. Het grote probleem is dat deze uitwisselings deeltjes geen puntdeeltjes zijn. Wat tot technische problemen zal leiden. Normaal verwachten we ook dat bij deze sterke wisseling een vector boson het intermediair deeltje zou zijn met spin 1. De spin van de pionen is niet 1 maar 0 wat een groot probleem is. De reden waarom weten dat we een spin 1 deeltje nodig hebben als intermediair deeltje kunnen we halen uit het deuterium dat we eerder besproken hebben. We hebben gezien dat er tussen het spin triplet en singlet een energie verschil zit en de spin weldegelijk zal uitmaken bij deze sterke interactie. We moeten dus gaan zoeken naar meer detail. Dit is dan uiteraard vervangen door het beeld dat we nu hebben met het proton en neutron bestaand uit quarks en deze die dan interageren met elkaar met behulp van gluonen.

#### 5.1.1 @ Quark level

Als we bij steeds hogere energie deze sterke interacties onderzoeken moeten we meer en meer rekening beginnen houden met de individuele bijdrages van de

quarks. Bij deze hogere energieën kwam er nog een ander probleem naar boven dat kon gezien worden aan de hand van  $\Delta^{++} = |u^\dagger u^\dagger u^\dagger\rangle$ . We zien dat deze golffunctie volledig symmetrisch is.

- Spaciaal:  $l = 0$
- Flavour: allemaal  $u$  quarks
- Spin: zijn allemaal naar omhoog gericht

Wat tot dan totaal niet kon volgens Fermi. Om dit op te lossen wordt een nieuw kwantumgetal toegevoegd in de  $SU(3)$  groep, kleur. Dit is het ontstaan van QCD. We zorgen dat de golffunctie van de kleur volledig antisymmetrisch is. De 3 nieuwe ladingen voor de kleur zijn

$$\begin{pmatrix} r \\ g \\ b \end{pmatrix} \quad (114)$$

Omdat we  $SU(3)$  hebben hebben we 8 generatoren wat neerkomt op 8 uitwisselende deeltjes.

## 5.2 Symmetrie van de sterke wisselwerking

Het bewijzen dat er juist 3 kleur lading zijn gebeurt als volgt. We kijken naar de verhouding van de werkzame doorsneden van  $e^+e^-$  verval naar hadronen en muonen.

$$R(\sqrt{s}) = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{hadrons})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)} = \frac{\sum_c \sum_q \int \left| \begin{array}{c} e^- \\ e^+ \\ \gamma \\ q \\ q' \end{array} \right|^2}{\int \left| \begin{array}{c} e^- \\ e^+ \\ \gamma \\ \mu^- \\ \mu^+ \end{array} \right|^2} = N_c \sum_q Q_q^2 \quad (115)$$

Het enige verschil tussen de 2 diagrammen naast de massa van de deeltjes is het ladingsverschil tussen de uitgaande deeltjes. We kunnen dus het aantal kleuren letterlijk waarnemen.

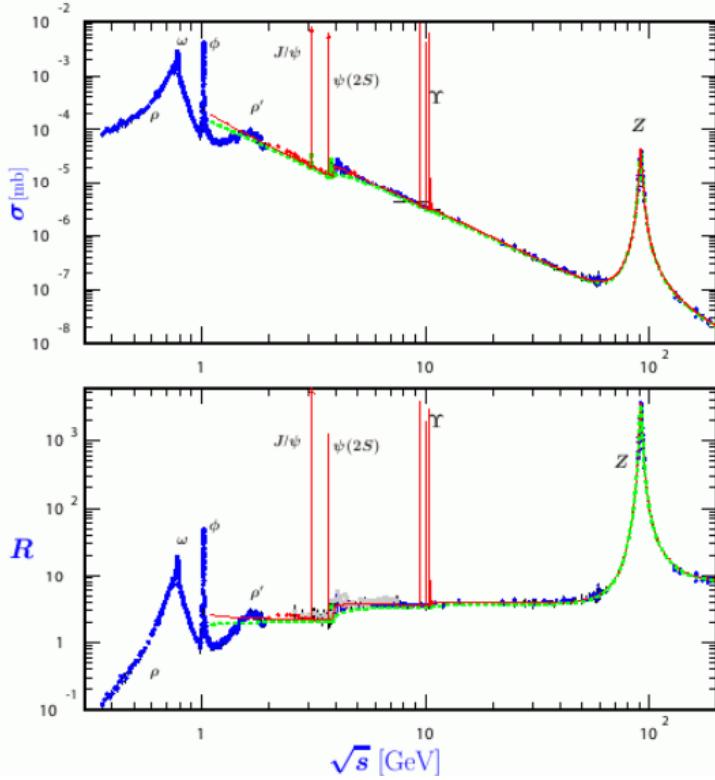


Figure 27: De resultaten van verschillende  $e^+e^-$  verstrooiingen

Indien het foton maar juist genoeg energie heeft om een specifiek quark-antiquark paar aan te maken zullen deze niet van elkaar weg bewegen en krijgen we een resonanties die in figuur 27 aan de hand van pieken waargenomen kunnen worden. Als je kijkt naar  $R$  is er een stap achter de  $\psi$  piek. Het verschil tussen de 2 stappen geeft ons nu juist de lading van de  $c$  quark. Omdat dit in stappen gaat is ook aangetoond dat de quarks elementaire deeltjes zijn. Anders zouden we niet die vlaktes zien. De groene curve is het equivalent van vergelijking (115). De rode curve is iets ingewikkelder. Hierbij zijn de radiatieve correcties van gluonen ook in acht genomen. De nieuwe vergelijking voor  $R$  gaat als volgt

$$R(\sqrt{s}) = N_c \sum_q Q_q^2 \left(1 + \frac{\alpha_s}{\pi}\right) \quad (116)$$

Zo is het mogelijk om de sterke koppelingsconstante in functie van de energie uit te zetten. Als  $\sqrt{s} \geq 2m_\tau$  dan is het ook mogelijk om  $\tau$  te produceren. Deze kunnen vervallen in hadronen zelf en zal nog een extra correctie aan  $R$  moeten toegevoegd worden.

### 5.3 Kleur

Met het invoeren van de kleuren is het probleem van  $\Delta^{++}$  nu ook opgelost. De golffunctie hiervan kan nu zuiver antisymmetrisch gemaakt worden.

$$\begin{aligned}\psi_{kleur}(B) &= \frac{1}{\sqrt{6}} [rgb - rbg + brg - bgr + gbr - grb] \\ &= \frac{1}{\sqrt{6}} \sum_{ijk} \epsilon^{ijk} c_i c_j c_k\end{aligned}\tag{117}$$

Het singlet in kleur ruimte zal van een  $3 \otimes 3 \otimes 3 = 1 \oplus 8 \oplus 8 \oplus 10$  wat een singlet, 2 octetten en decuplet zijn. Zo krijgen we uiteindelijk voor de kleur golffuncties van de (anti)baryonen en mesonen

$$\begin{aligned}\psi_{kleur}(B) &= \frac{1}{\sqrt{6}} \sum_{ijk} \epsilon^{ijk} c_i c_j c_k \\ \psi_{kleur}(\bar{B}) &= \frac{1}{\sqrt{6}} \sum_{ijk} \epsilon^{ijk} \bar{c}_i \bar{c}_j \bar{c}_k \\ \psi_{kleur}(M) &= \frac{1}{\sqrt{3}} |r\bar{r} + b\bar{b} + g\bar{g}\rangle\end{aligned}\tag{118}$$

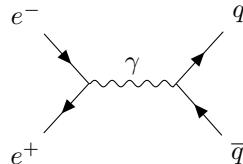
In de mesonen zien we dat we een volledig symmetrische kleur golffunctie hebben en wordt het anti symmetrisch zijn door andere golffuncties bepaalt.

### 5.4 Gluonen

Omdat de sterke interactie een  $SU(3)$  groep is hebben we 8 uitwisselingsdeeltjes  $g_i$ , de gluonen. Omdat  $SU(3)$  niet Abels is kunnen deze deeltjes aan zelf interacties doen. Ze dragen dus hun eigen kleur en antikleur. Wat ervoor zorgt dat deze sterke interactie enkel werkt over korte afstanden. Je zou dus kunnen denken voor een meson dat  $3 \times 3 = 9$  maar dit is niet correct. De correcte rekening is  $3 \otimes 3 = 1 \oplus 8$ . Het singlet heeft hier geen kleur en doet dus niet aan zelf interacties.

### 5.5 Jets

De toestand van ons verstaan wat Jets nu precies doen is gecompliceerd. Nemen we de volgende interactie



Het overschot aan energie dat niet is gebruikt voor het maken van het quark-antiquark paar wordt gebruikt om de 2 quarks van elkaar weg te sturen. Dit uit elkaar gaan van de quarks zorgt ervoor dat ze gluonen zullen uitsluiten die dan later combineren tot hadronen. Deze gekleurde intermediaire toestanden moeten op een of andere manier met elkaar spreken om als uiteindelijke toestanden niet gekleurde hadronen te bekomen. In dit hadronisatie process gaat veel informatie verloren. Om de originele partonen terug te bekomen moeten we aan Jet algoritmes doen. Dit is een iteratieve procedure die de volgende stappen herhaalt tot een bepaald criterium is behaald.

1. maak lijst van gedetecteerde objecten
2. je plaatst de meest waarschijnlijke paren samen
3. bereken de afstand tussen de 2
4. degene met de kleinste afstand tussen elkaar worden gecombineerd
5. ga door tot nog maar 1 paar over is of een voorwaarde is bereikt

De afstandsschalen tussen deze deeltjes kunnen als volgt berekend worden

$$\delta_{ij} = \sqrt{p_i^2 + p_j^2} = m_{invariant}$$

$$\delta_{ij} = \frac{2\min(E_i^2, E_j^2)(1 - \cos \theta_{ij})}{E_{visible}} \quad (119)$$

Je kan deze impulsen ook samenstellen wat we de “combinatie schema” noemen.

$$p = p_i + p_j$$

$$E = E_i + E_j \quad (120)$$

Een mogelijk criterium is het aantal jets dat er in een systeem worden waargenomen. Waarbij de mogelijkheid op het aantal jets kan weergegeven als volgt.  
*n-jets rates:*

- 2 jets:  $\propto \alpha_s^0 = 1$
- 3 jets:  $\propto \alpha_s^1$
- 4 jets:  $\propto \alpha_s^2$
- ...

Indien je een  $e^+e^-$  experiment uitvoert bij exact de massa van het  $Z$  boson. Hierdoor krijgen we een immense werkzame doorsnede aan deze deeltjes. Hier kunnen we dan weer de ratio tussen de hadron en muon verval kanalen bepalen.

$$R_Z = \frac{\Gamma(Z \rightarrow \text{hadrons})}{\Gamma(Z \rightarrow \mu^+\mu^-)} = R_Z^0(1 + \frac{\alpha_s}{\pi} + \dots) \quad (121)$$

Op deze ratios zullen straling correcties die we niet kunnen berekenen.  $R_Z^0$  kan in de elektro zwakke theorie uit gerekend worden. Zo is het weer mogelijk om bij het bepalen van de  $R_Z$  in experimenten zo de sterke wisselwerking constante te bepalen.

Hetzelfde als bij het  $Z$  boson kan nu ook gedaan worden bij de  $\tau$  vervallen.

$$R_\tau = \frac{\Gamma(\tau \rightarrow \text{hadrons} + \nu_\tau)}{\Gamma(\tau \rightarrow e\nu_e \nu_\tau)} = R_\tau^0 \left(1 + \frac{\alpha_s}{\pi} + \dots\right) \quad (122)$$

Nog een andere manier om  $\alpha_s$  te berekenen is DIS scaling violations. Door deze waarde via verschillende manieren en processen te kunnen meten, kunnen we uiteindelijk inzien dat we dicht bij de werkelijke waarde zullen komen.

## 5.6 Testen van QCD

We hebben nu in experimenten gevonden dat we 3 kleuren hebben of hoe hard verschillende quarks aan elkaar binden. Nu is het mogelijk om hier nog veel dieper op in te gaan. We kunnen bijvoorbeeld kijken naar de 4-jet evenementen en wat er nu allemaal kan gebeuren om deze 4 jets te maken. Dit komt neer op 4 verschillende diagrammen gegeven in figuur 28.

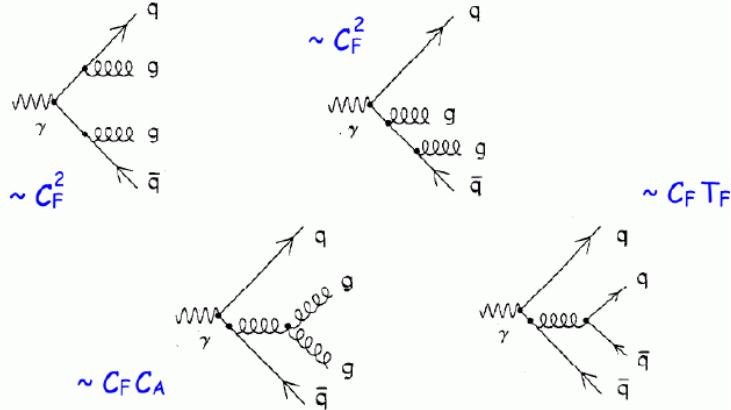


Figure 28: Mogelijke diagrammen om 4 jets te maken

Hiervan is de eerste jet heel makkelijk te onderscheiden van de andere 3 vanwege zijn topologie. De eerste heeft 2 jets die in de ene richting zullen gaan en 2 jets in de andere richting. De andere 3 configuraties hebben 1 jet die met ongeveer de helft van de impuls in de ene richting zal gaan en de overige 3 jets in de andere richting gaan. Wat er gebeurt in deze diagrammen kunnen gereduceerd worden tot 3 verschillende processen.

Deze zijn evenredig met de sterke koppelingsconstante en de kleurfactoren  $C_F$ ,  $C_A$  en  $T_F$ . Deze kleurfactoren zijn niets anders dan het aantal kleurcombinaties dat er mogelijk zijn. Het is makkelijk in te zien dat die factoren zich ook

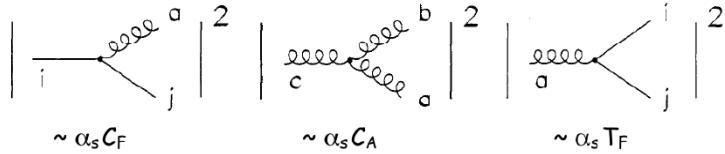


Figure 29: Gereduceerde diagram elementen

zullen tonen in de verschillende mogelijkheden om 4 jets te creëren. Dit kunnen we gebruiken om de symmetrieën tussen de kleuren onderzoeken. De kinematica van deze experimenten hangen dus af van de diagrammen. Als we hier nu  $C_A/C_F$  en  $T_F/C_F$  bepalen vinden we de groepen van de kleuren bepalen.

Table 9: Symmetrie van de kleurconstantes

Groep	$C_A$	$C_F$	$T_F$
$SU(3)$	3	4/3	1/2
$U(1)_3$	0	1	3
$SO(3)$	3	3	3
$SU(N)$	$N$	$(N^2 - 1)/2N$	1/2

In tabel 9 kan je de waarden terug vinden voor de kleurfactoren indien QCD een bepaalde groep zou hebben. Uit dit experiment, zoals bij het LEP (figuur 30) zien we dat het een goede aanname was dat we hiervoor  $SU(3)$  gebruiken.

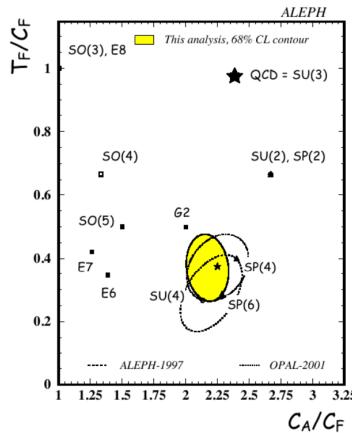


Figure 30: Lep resultaten voor 4 jet experimenten

Wat Ruckbosch vooral interessant vindt hier is dat je weet waarom  $C_A$  bij  $U(1)_3$  0 is. Dit komt omdat  $U(1)$  een abelse groep is en zelf interactie niet mogelijk is.

## 5.7 Spin van het gluon

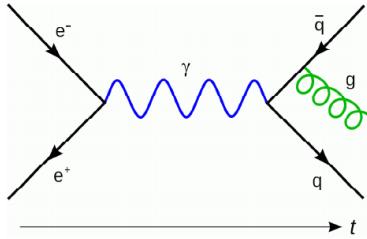


Figure 31: 3 jet evenementen

Hier drijven we de experimenten nog een beetje verder en kijken we naar 3-jet evenementen. In deze experimenten maken we weer een quark-antiquark paar aan waar er 1 van een gluon afstraalt. Hier zal een spin 1/2 deeltje een vector boson met spin 1 aanmaken. Het behoud van angulair moment zorgt ervoor dat de hoekdistributie afhangt van het feit of het gluon nu een spin 0 of spin 1 deeltje is. Bij deze experimenten zoek je de jet met de hoogste energie die waarschijnlijk degene is die niets heeft afgestraald. Dan kan je kijken naar de hoekdistributie tussen de andere 2 en kan je een idee krijgen over de spin van het gluon. In de resultaten van deze experimenten (figuur 32) zien we dat deze de curve zal beschrijven voor een spin 1 deeltje en is het gluon dus een vector gluon.

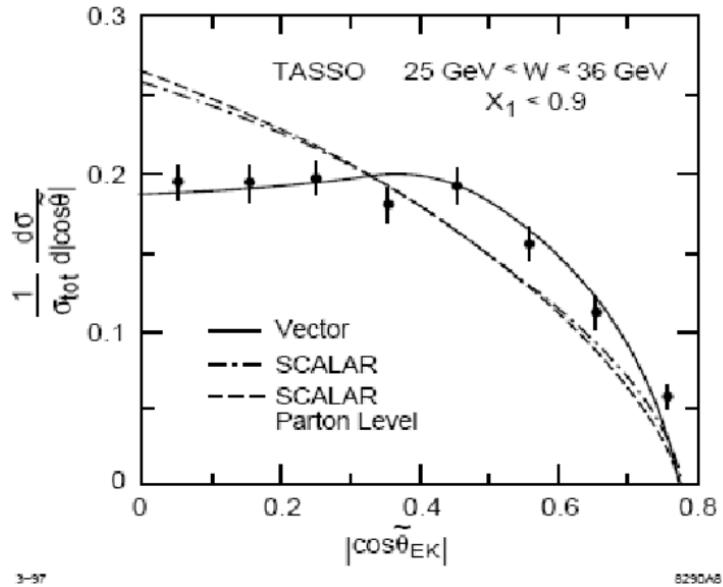


Figure 32: Onderzoek naar de spin van het gluon

## 5.8 $\alpha_s$

Wat we al hebben gezien is de sterke koppelingsconstante bij de massa van het  $Z$  boson (figuur 33).

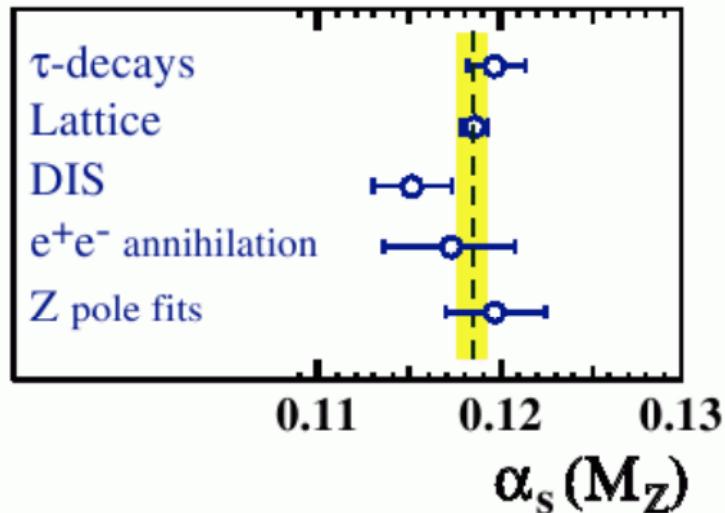


Figure 33: De sterke koppelingsconstante bij de massa van het  $Z$  boson

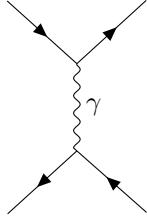
Indien we dit voor meerdere massa's en verschillende energieën uitvoeren krijgen we uiteindelijk te zien dat de sterke koppelingsconstante zal weglopen (figuur 34).

Het interessante bij deze grafiek is dat de meest accurate metingen voor QCD komen uit het onderzoek van een zwakke interactie. Hierbij is de vorm van de curve bepaald door QCD en gefit aan de waarde van het  $Z$  boson.

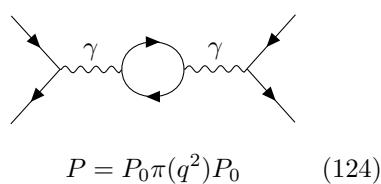
## 5.9 Lopende koppelingsconstante

### 5.9.1 QED

Bij QED wordt de effectieve lading van het elektron bepaalt door het proces:



$$P_0 = \frac{e_0^2}{q^2} \quad (123)$$



$$P = P_0 \pi(q^2) P_0 \quad (124)$$

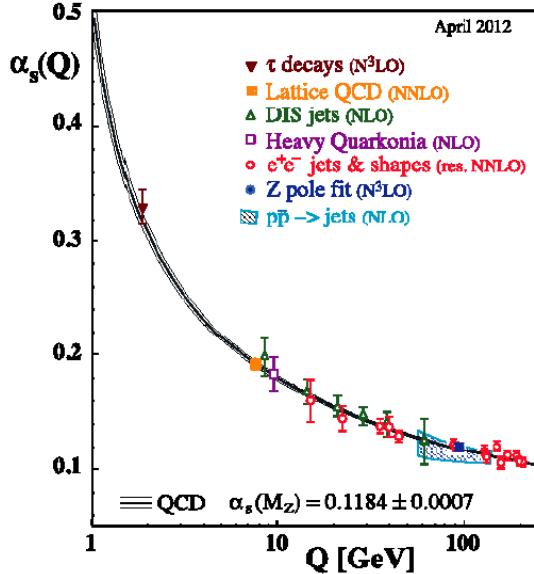


Figure 34: Lopende koppelingsconstante

Uiteindelijk krijgen voor alle ordes samen dat:

$$\begin{aligned}
 p &= P_0 \pi(q^2) P_0 + P_0 \pi(q^2) \pi(q^2) P_0 + \dots \\
 &= P_0 \frac{1}{1 - \pi(q^2) P_0} \\
 &= P_0 \frac{1}{1 - e_0^2 \prod(q^2)}
 \end{aligned} \tag{125}$$

Hierbij hebben we gebruik gemaakt van Taylor ontwikkelingen waarbij  $x$  natuurlijk kleiner moet zijn dan 1. Bij de laatste gelijkheid hebben we een zelf energie correctie geïsoleerd waar de lading is uit gehaald. We zien dus dat een foton omgeven zal zijn door een wolk van deeltje-antideeltje paren die hij zal aanmaken en opslorpen. Om de lading van het elektron nu te schrijven als de lading bij het eerste diagram vermenigvuldigd met de uitkomst uit vergelijking (125).

$$e^2(q^2) = \frac{e_0^2}{1 - e_0^2 \prod(q^2)} \tag{126}$$

De effectieve lading hangt dus af van op welke afstand we er gaan naar kijken. Schalen we dit nu naar  $\nu$ , een basisschaal, dan krijgen we

$$e^2(\mu^2) = \frac{e_0^2}{1 - e_0^2 \prod(\mu^2)} \tag{127}$$

Zo bekomen we dat de elementaire lading gegeven kan worden door

$$\begin{aligned} e_0^2 &= \frac{e^2(\mu^2)}{1 - e^2(\mu^2) \prod(\mu^2)} \\ e^2(q^2) &= \frac{e^2(\mu^2)}{1 - e^2(\mu^2) \cdot [\prod(q^2) - \prod(\mu^2)]} \end{aligned} \quad (128)$$

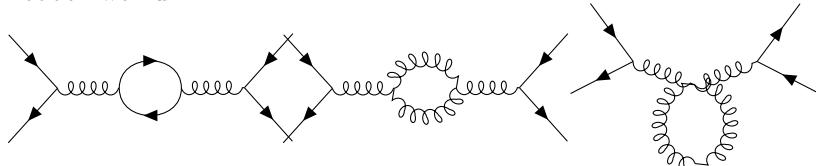
Het enige dat loopt in deze vergelijking is de  $\prod q^2$  term. Het is mogelijk om in QCD  $\prod(q^2) - \prod(\mu^2)$  uit te rekenen. Hiervoor wordt er verwezen naar het vak kwantumveldentheorie. Hetgeen we hier hebben is eigenlijk niets anders dan de EM koppelingsconstante

$$\alpha(q^2) = \frac{\alpha(\mu^2)}{1 - \alpha(\mu^2) \frac{1}{3\pi} \ln\left(\frac{q^2}{\mu^2}\right)} \quad (129)$$

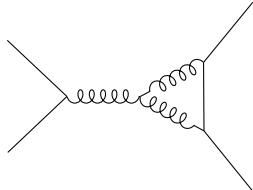
Wat we ook zullen waarnemen bij hoge energieën maar niet wat we gebruiken in het dagelijkse leven. Daar is  $\alpha = \frac{1}{137}$ . We zien dat bij hogere energieën de elektrische lading sterker zal worden. Dit omdat als we naar zo kleine afstanden van enkele fm beginnen te kijken, begint een nieuw fenomeen af te spelen. Een lading zal voortdurend fotonen afstralen en in lading-antilading paren omgaan. Het positieve gedeelte van het paar wordt gericht naar de negatieve lading. Met andere woorden wordt het vacuum rond de lading gepolariseerd. Het moment dat we binnen dat gepolariseerde gebied beginnen te kijken zien we die shields van de gepolariseerde lading niet meer en zullen we de echte lading van het deeltje beginnen zien.

### 5.9.2 QCD

Dezezelfde denkwijze kunnen we nu toepassen op QCD. We krijgen naast de equivalenten diagrammen in QED ook nog andere mogelijkheden. In eerste orde hebben we nu:



Nog een andere mogelijkheid is



Het resultaat voor de lopende sterke koppelingsconstante zal naast deze extra diagrammen ook nog afhangen van het aantal flavours  $n_f$  en het aantal kleuren

$n_c$ . Zo krijgen we

$$\alpha_s(q^2) = \frac{\alpha_s(\mu^2)}{1 + \alpha_s(\mu^2) \frac{11n_c - 2n_f}{12\pi} \ln\left(\frac{q^2}{\mu^2}\right)} \quad (130)$$

Hier is een belangrijke eigenschap dat boven zal komen. Het moment dat  $11n_c > 2n_f$  dan zal de noemer altijd maar groter worden met grotere  $q$  waarden en wordt de sterke koppelingsconstante steeds kleiner als we op kleinere afstanden kijken. De reden voor deze verzwakking is juist hetzelfde als voor bij het elektron. Het quark straalt terug gluonen uit die quark-antiquark paren zal maken. Zo hebben we rond het quark een wolk van quark-antiquark paren die het vacuum rond het quark polariseren. Het verschil hier is dat gluonen zelf kluer hebben en kleur zullen wegnemen van het quark. Hoe dichter je dus bij het quark komt hoe meer kleur is weg gestraald en hoe minder kleur je zal waarnemen en hoe kleiner de koppeling zal worden. De factor waarmee kleur zal weggengenomen worden door QCD is:

$$\lambda_{QCD} \equiv \mu \exp(-12\pi/(33 - 2n_f)\alpha_s(\mu^2)) \quad (131)$$

Dit alles noemen we de asymptotische vrijheid. Eens de quarks zo dicht bij elkaar zijn zullen ze elkaar niet meer voelen. Omgekeerd zal als een quark-antiquark paar van elkaar weg gaan trekken ze elkaar meer aan. Dit effect noemen we flux buizen. Typische schalen zijn hier terug  $1\text{GeV}/\text{fm}$ . Wat zijn de gevolgen nu van deze opsluiting?

## 5.10 DIS: scaling violations

Het meest spectaculaire gedeelte van deze opsluiting kunnen we zien in de scaling violations die we waarnemen. Initieel keken we enkel naar de diep inelastische verstrooiingen bij brave energieën van  $1 - 10\text{GeV}^2$ . Volgens deze experimenten was er geen afhankelijkheid van de  $F_2$  in functie van  $Q^2$  en werd bewezen dat dit punt deeltjes waren. Het moment dat we over een veel grotere range kijken, zie figuur 19, zien we dat hier toch een grote variatie aanwezig is. We zien dat bij lage  $x$  de waarschijnlijkheid om een quark waar te nemen afneemt met hogere  $Q^2$  en voor grote  $x$  zal toenemen met hogere  $Q^2$ . De reden hiervoor is een resolutie effect (figuur 35). Als een laag energetisch foton interageert ziet hij een puntlading waarmee hij zal interageren. Als met hoog energetische fotonen wordt gekeken naar een hadron zien ze nog steeds een puntdeeltje maar dat kleiner is en dat de mogelijkheid heeft gehad om een gluon af te stralen → de quark heeft een kleinere impuls fractie dan het originele quark. **Bij verhogende energieën is het steeds minder waarschijnlijk om een quark met een hoge impulsfractie tegen te komen.**

## 5.11 Splitting functies

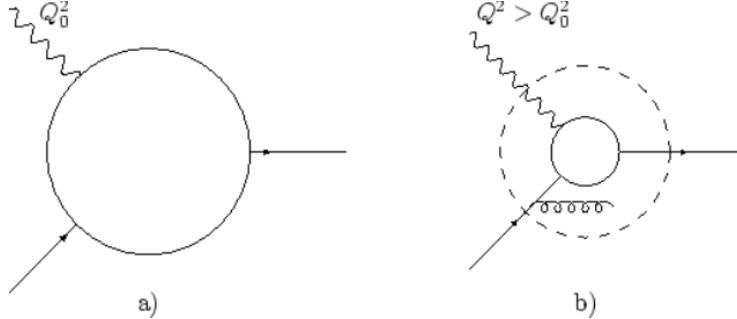


Figure 35: Resolutie effect bij DIS experimenten

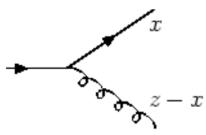


Figure 36: diagram van splitting functies

In QCD is het mogelijk om deze afsplitsing verder uit te werken. Dit zijn de zogenaamde splitting functies. Die geven de waarschijnlijkheid om een quark met impulsfractie  $z$  op te splitten in een quark met impulsfractie  $x$  en een gluon met fractie  $z - x$ .

$$q(z) \rightarrow q(x) + g(z - x) \quad (132)$$

Omdat in dit diagram een vertex aanwezig is, is er natuurlijk een afhankelijkheid naar  $\alpha_s$  aanwezig. De kleurfactor  $C_F$  is hier ook aanwezig. Naast het splitsen van het momentum over partons gegeven in vergelijking (132) zijn er nog andere manieren om dit momentum op te splitsen:

$$\begin{aligned} q(z) &\rightarrow q(x) + g(z - x) \\ q(z) &\rightarrow g(x) + q(z - x) \\ g(z) &\rightarrow g(x) + g(z - x) \\ g(z) &\rightarrow q(x) + \bar{q}(z - x) \end{aligned} \quad (133)$$

Bij deze verschillende manieren van opsplitsen zal natuurlijk ook gebruik gemaakt worden van de andere kleurfactoren.

Bij schaalberekening worden we dus uiteindelijk ook gevoelig voor de gluon distributies omdat deze ook weer quarks en antiquarks kunnen aanmaken.

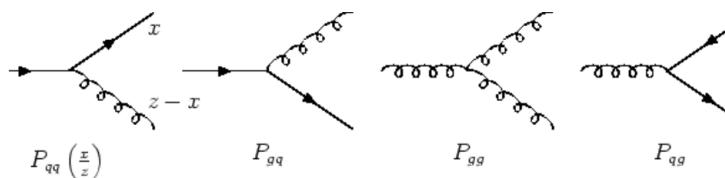


Figure 37: diagrammen van alle split mogelijkheden

Uit berekeningen in QCD krijgen we nu de verschillende mogelijkheden om

een soort van splitting tegen te komen:

$$\begin{aligned}
 P_{qq}(Z) &= \frac{4}{3} \frac{1+Z^2}{1-Z} \\
 P_{gq}(Z) &= \frac{4}{3} \frac{1+(1-Z)^2}{Z} \\
 P_{gg}(Z) &= 6 \left( \frac{1-Z}{Z} + \frac{Z}{1-Z} + Z(1-Z) \right) \\
 P_{qg}(Z) &= \frac{1}{2} (Z^2 + (1-Z)^2)
 \end{aligned} \tag{134}$$

met  $Z = \frac{x}{z}$ . Een belangrijke opmerking bij de laatste 2 diagrammen is dat de uitgaande deeltjes perfect symmetrisch moeten zijn met elkaar. Dit kunnen natuurlijk ook zien in hun vergelijkingen die symmetrisch zijn voor  $Z$  en  $1-Z$ . Misschien minder interessante opmerkingen maar zeker niet onopgemerkt. Voor de eerste waarschijnlijkheid zien we dat als de quark zo goed als alle impuls krijgt dat deze waarschijnlijkheid afneemt. Dit is uiteindelijk logisch omdat een laag energetisch gluon lange afstanden zou afleggen wat onmogelijk is in QCD. De equivalenten gebeuren natuurlijk ook in de andere waarschijnlijkheden.

## 5.12 DGLAP

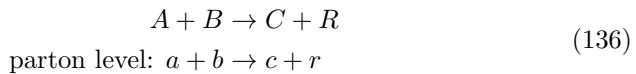
De verschillende waarschijnlijkheids distributies om te veranderen in een quarks, antiquarks of gluons kunnen nu gegeven worden door:

$$\begin{aligned}
 Q^2 \frac{dq_i(x, Q^2)}{dQ^2} &= \frac{dq_i(x, Q^2)}{d \ln Q^2} = \frac{\alpha_s}{2\pi} \int_x^1 \frac{dz}{z} \left[ q_i(z, Q^2) P_{qq} \left( \frac{x}{z} \right) + g(z, Q^2) P_{qg} \left( \frac{x}{z} \right) \right] \\
 Q^2 \frac{d\bar{q}_i(x, Q^2)}{dQ^2} &= \frac{d\bar{q}_i(x, Q^2)}{d \ln Q^2} = \frac{\alpha_s}{2\pi} \int_x^1 \frac{dz}{z} \left[ \bar{q}_i(z, Q^2) P_{qg} \left( \frac{x}{z} \right) + g(z, Q^2) P_{gg} \left( \frac{x}{z} \right) \right] \\
 Q^2 \frac{dg_i(x, Q^2)}{dQ^2} &= \frac{dg_i(x, Q^2)}{d \ln Q^2} = \frac{\alpha_s}{2\pi} \int_x^1 \frac{dz}{z} \left[ \sum_i q_i(z, Q^2) P_{qg} \left( \frac{x}{z} \right) + \sum_i \bar{q}_i(z, Q^2) P_{gg} \left( \frac{x}{z} \right) + g(z, Q^2) P_{gg} \left( \frac{x}{z} \right) \right]
 \end{aligned} \tag{135}$$

**Opmerking:** De  $\alpha_s$  in deze vergelijkingen is nog steeds afhankelijk van  $Q^2$ . Deze vergelijkingen kan je nu fitten aan wat we in de experimenten hebben gevonden en zien we dat deze theorie de experimenten zo goed als perfect kan volgen. Het probleem dat we hebben met QCD met de grote afstanden zullen in de DGLAP vergelijkingen weg geïntegreerd worden.

## 5.13 Hadron colliders

De parton distributie functies zullen hier heel belangrijk zijn omdat hier niet echt de hadron zullen verstrooien met elkaar maar eerder de partons.



De uiteindelijke cross sectie van deze verstrooiing is gegeven door:

$$\sigma(AB \rightarrow CR) = \int dx_a \int dx_b [[f_{a/A}(x_a)f_{b/B}(x_b) + f_{a/B}(x_a)f_{b/A}(x_b)] \times \sigma(ab \rightarrow cr, \hat{s})] \quad (137)$$

met  $f_{...}$  de parton distributie functies die moeten gemeten worden. Er zijn meerdere diagrammen die kunnen bijdragen in de hadron verstrooiingen.

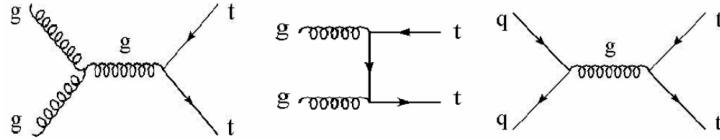


Figure 38: Diagrammen in de hadron collisies

Uit de parton distributie functies (figuur 20) kunnen we ook zien dat bij de hogere energieën het meer en meer waarschijnlijk zal zijn dat er verstrooit wordt aan een gluon in plaats van een (anti)quark. Als 2 voorbeelden hebben we het Tevatron en het LHC. Het Tevatron werkt bij ongeveer 1TeV en bestaat uit 80% uit het anniheren van een quark-antiquark paar tot een gluon en maar 20% uit gluon fusies. Daarintegen werkt het LHC bij 10TeV werkt bestaat uit 80% gluon fusies en 20% quark paar annihilaties.

## 6 Parity violation

We weten uit experimenten dat de zwakke interactie gegeven wordt door de groep  $SU(2)$ .

### 6.1 Pariteit

Kijken we eerst terug naar de definitie die we aan pariteit hebben gegeven in sectie 2.7. Dit is niets anders dan het systeem spiegelen door de oorsprong. Voor vectoren krijgen we dan

$$\begin{aligned} P(\vec{r}) &= -\vec{r} \\ P(\vec{p}) &= -\vec{p} \end{aligned} \quad (138)$$

en voor axiale vectoren

$$\begin{aligned} \vec{L} &= \vec{r} \times \vec{p} \\ p(\vec{L}) &= \vec{L} \end{aligned} \quad (139)$$

De eigenwaarden van de toestanden die de pariteit volgen zijn  $\pm 1$ .

### 6.1.1 Dirac fermionen

Uit de dirac vergelijking was het mogelijk om 4 onafhankelijke oplossingen waren

$$\begin{aligned} u_1 &= \sqrt{E+m} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ \frac{p_z}{E+m} \\ \frac{p_x+ip_y}{E+m} \end{pmatrix} & u_2 &= \sqrt{E+m} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ \frac{p_x-ip_y}{E+m} \\ \frac{-p_z}{E+m} \end{pmatrix} \\ v_2 &= \sqrt{E+m} \begin{pmatrix} \frac{p_z}{E+m} \\ \frac{p_x+ip_y}{E+m} \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix} & v_1 &= \sqrt{E+m} \begin{pmatrix} p_x-ip_y \\ E+m \\ \frac{-p_z}{E+m} \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (140)$$

Hierbij stellen de  $u$ 's deeltjes voor en de  $v$ 's de antideeltjes. waarbij we hebben dat  $v_1(E, \vec{p})e^{-i(\vec{p} \cdot \vec{x} - Et)} = u_4(-E, -\vec{p})e^{-i(-\vec{p} \cdot \vec{x} - (-E)t)}$ .  $v_1$  is dus niets anders dan een deeltje dat terug gaat in de tijd met negatieve energie en impuls. Voeren we nu de pariteits operator uit op de dirac vergelijking dan krijgen we:

$$\begin{aligned} i\gamma^1 \frac{\partial \psi}{\partial x} + \dots - m\psi &= -i\gamma^0 \frac{\partial \psi}{\partial t} \\ \downarrow \psi &\rightarrow \hat{P}\psi \\ i\gamma^1 \hat{P} \frac{\partial \psi'}{\partial x'} + \dots - m\hat{P}\psi' &= -i\gamma^0 \hat{P} \frac{\partial \psi'}{\partial t'} \\ \downarrow t \rightarrow t, x \rightarrow -x &\Rightarrow \gamma^0 \\ -i\gamma^0 \gamma^1 \hat{P} \frac{\partial \psi'}{\partial x'} + \dots - m\gamma^0 \hat{P}\psi' &= -i\gamma^0 \gamma^0 \hat{P} \frac{\partial \psi'}{\partial t'} \\ \downarrow \gamma^0 \gamma^k &= -\gamma^k \gamma^0 \\ i\gamma^1 \gamma^0 \hat{P} \frac{\partial \psi'}{\partial x'} + \dots - m\gamma^0 \hat{P}\psi' &= -i\gamma^0 \gamma^0 \hat{P} \frac{\partial \psi'}{\partial t'} \\ \Updownarrow \\ i\gamma^1 \frac{\partial \psi'}{\partial x'} + \dots - m\psi' &= -i\gamma^0 \frac{\partial \psi'}{\partial t'} \end{aligned} \quad (141)$$

Uit de onderste 2 vergelijkingen die gelijk zijn aan elkaar zien we dat  $\gamma^0 \hat{P}$  niet anders is dan de eenheidsoperator. Hieruit is  $\hat{P} = +\gamma^0$  of  $\hat{P} = -\gamma^0$ . Bij conventie hebben we genomen dat  $\hat{P} = +\gamma^0$  en krijgen we voor de inwerking van de pariteit op de dirac oplossingen:

$$\begin{aligned} \gamma^0 u_1 &= +u_2 & \gamma_0 u_2 &= +u_2 \\ \gamma^0 v_1 &= -v_1 & \gamma_0 v_2 &= -v_2 \end{aligned} \quad (142)$$

De positieve deeltjes hebben dus een positieve pariteit en de negatieve deeltjes een negatieve pariteit.

### 6.1.2 QED

Dit heeft natuurlijk gevolgen voor de wiskunde die we al eerder hebben aangehaald. Kijken we eerst wat dit zal doen bij QED. Als voorbeeld bekijken we een

elektron muon verstrooing  $e^- \mu^- \rightarrow e^- \mu^-$ . Het matrix element hiervan is

$$\mathcal{M} = \frac{e^2}{q^2} j_e \cdot j_\mu \quad (143)$$

met  $j_e^\mu = \bar{u}(p_3)\gamma^\mu u(p_1)$  en  $j_\mu^\nu = \bar{u}(p_4)\gamma^\nu u(p_2)$ .

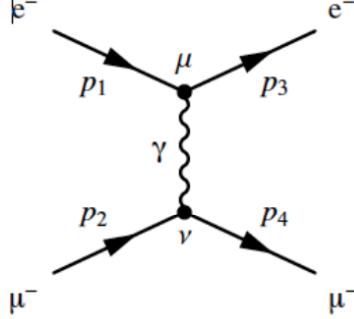


Figure 39: Feynman diagram van  $e^- \mu^-$  botsing

Het transformeren van het matrix element gaat nu als volgt:

$$\begin{aligned} u &\rightarrow \gamma^0 u \\ \bar{u} &= u^\dagger \gamma^0 \rightarrow (\gamma^0 u)^\dagger \gamma^0 = u^\dagger \gamma^0 \gamma^0 = \bar{u} \gamma^0 \\ &\downarrow \\ j_e^\mu &= \bar{u}(p_3)\gamma^\mu u(p_1) \rightarrow \bar{u}(p_3)\gamma^0 \gamma^\mu \gamma^0 u(p_1) \end{aligned} \quad (144)$$

Bekijken we de tijd en ruimte componenten apart:

- Tijd component:

$$\begin{aligned} j_e^0 &\rightarrow \bar{u} \gamma^0 \gamma^0 \gamma^0 u = \bar{u} \gamma^0 u = j_e^0 \\ \gamma^0 \gamma^0 &= I \end{aligned} \quad (145)$$

- Ruimte component:

$$\begin{aligned} j_e^k &\rightarrow \bar{u} \gamma^0 \gamma^k \gamma^0 u = \bar{u} \gamma^k \gamma^0 \gamma^0 u = -j_e^k \\ \gamma^k \gamma^0 &= -\gamma^0 \gamma^k \end{aligned} \quad (146)$$

Zo krijgen we uiteindelijk voor het scalair product van de stromen dat

$$j_e \cdot j_\mu = j_e^0 j_\mu^0 - j_e^k j_\mu^k \rightarrow j_e^0 j_\mu^0 - (-j_e^k)(-j_\mu^k) = j_e \cdot j_\mu \quad (147)$$

Met andere woorden QED behoudt de pariteit. Omdat QCD juist dezelfde stromen hebben met enkel andere voorfactoren en propagatoren kunnen we zeggen dat QCD pariteit ook zal behouden.

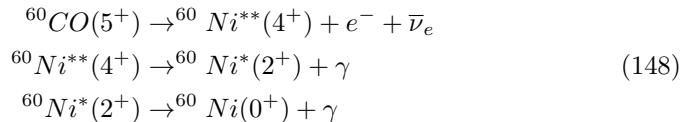
## 6.2 Pariteit schenden in experimenten

Als we terug kijken in de geschiedenis ontstaat er een  $\theta/\tau$  probleem. Hierbij werden er bij  $\pm 500\text{MeV}$  2 mesonen ontdekt die ongeveer dezelfde massa hebben maar ze zien aan de hand van hun vervalmodi dat het andere deeltjes zijn,  $\theta^+ \rightarrow 2\pi$  en  $\tau^+ \rightarrow 3\pi$ . We verwachten dat  $\theta$  veel sneller zou vervallen dan  $\tau$  en dus een veel breedere piek zou hebben. Uit meer precieze metingen bleek dat dit één en hetzelfde deeltje waren met juist dezelfde massa en levensduur. Dit zorgt natuurlijk voor problemen. De 2 deeltjes hebben een tegengestelde pariteit en zouden volgens het behoud van pariteit onmogelijk hetzelfde deeltje kunnen zijn. Lee en Yang komen met het voorstel dat de pariteit niet behouden zou zijn bij zwakke vervalen en dat  $\theta^+ = \tau^+ \equiv K^+$ . Zij vragen aan C.S. Wu om dit experimenteel na te gaan. Zij heeft dit gedaan door het onderzoek van  $\beta$ -verval van gepolariseerde  $^{60}\text{Co}$  waaruit volgt dat de pariteit niet behouden is. Waaruit de V-A theorie zal volgen

## 6.3 Wu-experiment

De cross sectie is niets meer dan een waarschijnlijkheid/getal. Dit kan ofwel een scalar of een pseudoscalar zijn. Indien de cross sectie niet van teken verandert is het een scalar en is  $P$  behouden. Indien de cross sectie wel van teken verandert is het een pseudoscalar en zal de  $P$  niet behouden zijn. De vraag is nu natuurlijk waarom we dit nog niet hebben gezien? Op dat moment is er alleen nog maar onderzoek gedaan op het nucleair  $\beta$  verval. Hierbij worden alleen  $\vec{p}_N$ ,  $\vec{p}_e$  en  $\vec{p}_\nu$  onderzocht. Eender welke gemixte combinatie die je maakt van deze variabelen (bv.  $\vec{p}_N \cdot (\vec{p}_e \times \vec{p}_\nu) = 0$ ) zal 0 zijn (deze vectors zijn coplanair). Dit is niet genoeg om dit te zoeken. Om de pariteit te onderzoeken moeten we gebruik maken van een axiale vector. De enige die we ter beschikking hebben is  $\vec{J}$  die je kan vastleggen door nucleus te polariseren.

In het experiment van madam Wu werd dit gedaan met  $^{60}\text{Co}$  waarbij de volgende vervalen zullen plaatsvinden.



Met het  $\beta$  verval zijn we bezig met ordes van  $1\text{MeVfm}$ , dit is  $0.5\hbar c$ . Het is dus heel moeilijk om orbitaal impuls moment weg te halen met het  $\beta$  verval. Het is makkelijker in het  $\beta$  verval om de impuls te verliezen via spin.  $e^- + \bar{\nu}_e$  moet een spin van ofwel 1 (gamov teller verval) of 0 (fermi verval) hebben. Voor het cobalt zo veel mogelijk momentum te verliezen moeten alle spins van de inkomende en uitgaande deeltjes parallel liggen. In deze experimenten liggen de cobalt atomen stil. Wanneer deze vervalen naar nikkel zal het nikkel ook zo goed als stil liggen. Dit wil dus zeggen dat  $\hat{p}_e = -\hat{p}_{\bar{\nu}_e}$ . Het tweede verval maakt gebruik van de elektromagnetische wisselwerking en zal de pariteit dus behouden worden. Hierbij heeft het foton een welbepaalde distributie omdat

hij 2 eenheden aan angulair moment zal moeten wegnemen. Een foton met een welbepaalt angulair moment zal een welbepaalde hoekdistributie hebben,  $W_\gamma = W_\gamma(\theta)$  met  $\theta$  de hoek tussen het moment van het foton en de richting van het magnetisch verlrd dat is aangelegd. Zo is het mogelijk om de polarisatie van nikkel te controleren. Een belangrijke opmerking: omdat EM pariteit behoudt moeten we hetzelfde waarnemen onder een hoek van  $180^\circ$ .

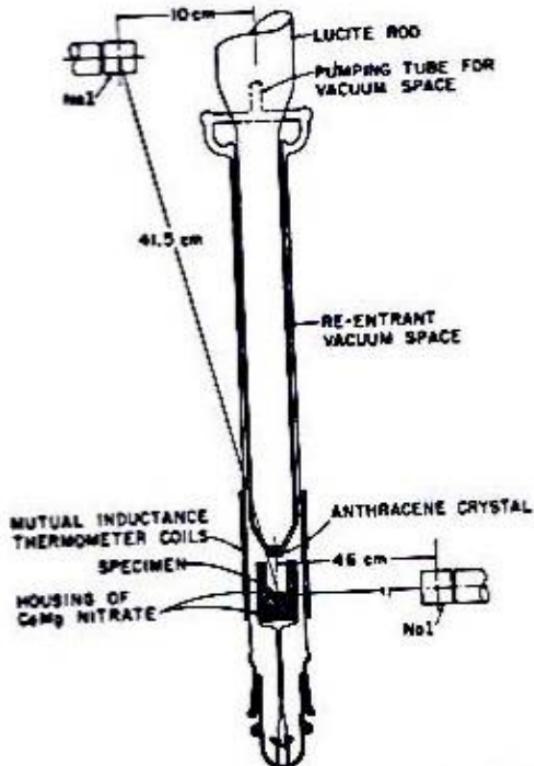


Figure 40: De experimentele opstelling van he Wu experiment

In figuur 40 vindt je de opstelling van het Wu experiment. Hierbij is het zwarte blokje de bron waar CoMg nitraat in zit en dat gepolariseerd wordt met een magneet spoel. Er zijn 2 natrium jodide detectoren ( $\gamma$  detectoren), 1 geplaatst rechts van de bron ( $90^\circ$ ) en 1 links bovenaan het experiment ( $0^\circ$  of  $180^\circ$ ). Het verschil tussen de 2 detectoren zal de polarisatie van nikkel geven. Er is een derde kleine detector juist boven de detector die het elektron meet en ziet of deze parallel of antiparallel wordt uitgestuurd.

Als we de polarisatie van de kern weten uit de  $\gamma$  anisotropie dan gaan we op zoek naar een afhankelijkheid van het elektron met de hoek.

$$W_e \propto 1 + P\beta_e\alpha\gamma \cos \theta \quad (149)$$

Indien er een  $\theta$  afhankelijkheid is en  $\alpha \neq 0$  dan zal de pariteit niet behouden

zijn. De resultaten van dit experiment kunnen gevonden worden in figuur 41. In de eerste plot kan je voor (a) de counts vinden van de  $\gamma$  detector onder  $90^\circ$  en (b) de counts voor de  $\gamma$  detector bij  $0^\circ$ . Als we het magneet veld uit zetten en Co laten opwarmen (de polarisatie laten verdwijnen) en de counts van de detectoren plotten in functie van de tijd kunnen we zien dat de polarisatie ook zal verdwijnen in de  $\gamma$  detectoren en kunnen we de polarisatie van de kernen meten wat we in de tweede plot zien. Deze plots zullen hetzelfde blijven als het magneet veld wordt omgedraaid m.a.w. de pariteit is behouden voor EM. Dit zal niet zo zijn als we naar de polarisatie van de elektronen kijken. Als het magneet veld wordt omgedraaid krijgen we ook een omdraaiing van de elektron pariteit en is de pariteit dus niet behouden.

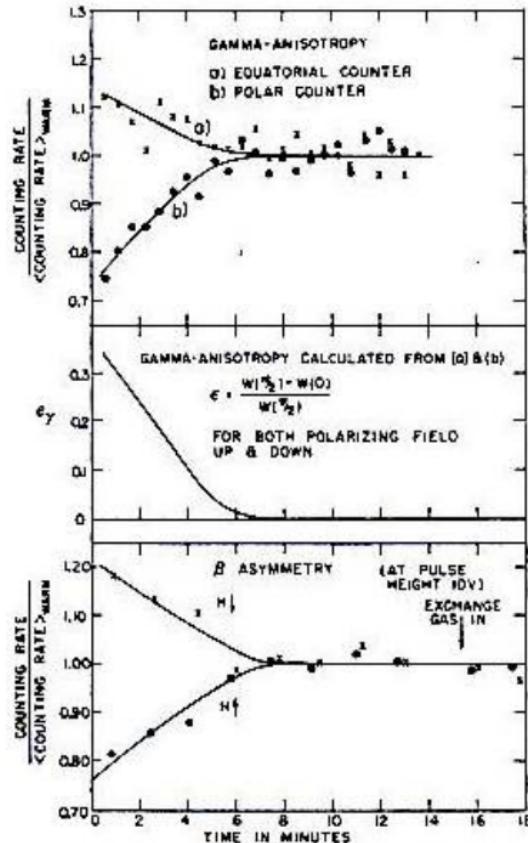


Figure 41: Resultaten van het Wu experiment

We kunnen schematisch zien wat er gebeurt met de spins van de deeltjes als het magneet veld wordt omgedraaid.

Hier wordt aangetoond dat  $\alpha \approx 1$  is en de consistent is met een pariteit die maximaal geschonden zal worden. Uit de resultaten van dit experiment hebben

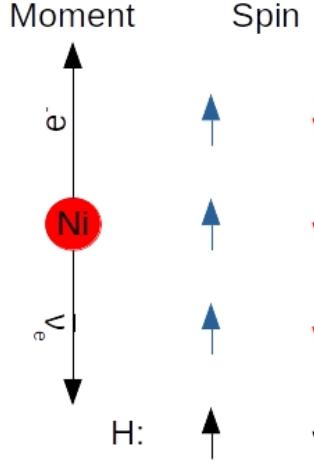


Figure 42: Schematische voorstelling van de spin in functie van het magnetisch veld

Feynmann en Gell-Mann de V-A interactie opgesteld. In deze theorie is het elektron altijd links handig en het antineutrino rechts handig.

$$\gamma^\mu \rightarrow \gamma^\mu(1 - \gamma^5) \quad (150)$$

Er wordt naast de vector operator ook nog een axiale vector component toegevoegd  $\gamma^\mu\gamma^5$ . Om te zien hoe dit nu de pariteit juist schendt, kijken we terug naar de axiale stroom van de deeltjes.

$$\begin{aligned} j^\mu &\propto \bar{u}(p')\gamma^\mu\gamma^5u(p) \\ \gamma^5 &= i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3 \\ &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (151)$$

Onder de pariteit operator verandert deze axiale stroom als volgt:

$$j^\mu = \bar{u}\gamma^\mu\gamma^5u \rightarrow \bar{u}\gamma^0\gamma^\mu\gamma^5\gamma^0u = -\bar{u}\gamma^0\gamma^\mu\gamma^0\gamma^5u \quad (152)$$

Het product van 2 van die axiale stromen zal nog steeds behouden zijn:

$$j_1 \cdot j_2 = j_1^0 j_2^0 - j_1^k j_2^k \rightarrow (-j_1^0)(-j_2^0) - j_1^k j_2^k = j_1 \cdot j_2 \quad (153)$$

Hetgene dat niet behouden is is de combinatie van de 2 stromen.

$$\begin{aligned} j^\mu &\propto \bar{u}(p')(g_V\gamma^\mu + g_A\gamma^\mu\gamma^5)u(p) = g_V j_V^\mu + g_A j_A^\mu \\ j_V^\mu &= \bar{u}(p')\gamma^\mu u(p) \\ j_A^\mu &= \bar{u}(p')\gamma^\mu\gamma^5u(p) \end{aligned} \quad (154)$$

Het matrix element van deze gecombineerde stroom is

$$\mathcal{M} \propto j_1 \cdot j_2 = g_V^2 j_1^V \cdot j_2^V + g_A^2 j_1^A \cdot j_2^A + g_V g_A (j_1^V \cdot j_2^A + j_1^A \cdot j_2^V) \quad (155)$$

De pariteit operator hierop uitwerkend geeft:

$$j_1 \cdot j_2 = g_V^2 j_1^V \cdot j_2^V + g_A^2 j_1^A \cdot j_2^A - g_V g_A (j_1^V \cdot j_2^A + j_1^A \cdot j_2^V) \quad (156)$$

Hier is duidelijk te zien dat de pariteit niet is behouden voor de gemengde stroom. Deze schendende component is evenredig met  $\propto \frac{g_V g_A}{g_V^2 + g_A^2}$  en is maximaal als  $|g_V| = |g_A|$ . De uiteindelijke V-A theorie geeft de volgende stroom:

$$j^\mu \propto \bar{u}(p') \frac{1}{2} \gamma^\mu (1 - \gamma^5) u(p) \quad (157)$$

## 6.4 Heliciteit

Keren we terug naar de handigheid wat hier belangrijk zal zijn.

$$h = \frac{\vec{S} \cdot \vec{p}}{|\vec{p}|} \quad (158)$$

Dit is niets meer dan de spin geprojecteerd op de bewegingsrichting. De eigenwaardes van de heliciteit voor spin 1/2 deeltjes zijn  $\pm \frac{1}{2}$ . De heliciteit zal commuteren met de dirac hamiltoniaan,  $[\hat{H}_D, \hat{h}] = 0$ . Belangrijk is wel dat de heliciteit niet Lorentz invariant is.

## 6.5 Chiraliteit

Een grootheid dat nauw verwant is met de heliciteit is de chiraliteit. Die gegeven worden door de volgende projectie operatoren:

$$P_L = \frac{1-\gamma^5}{2} \quad P_R = \frac{1+\gamma^5}{2} \quad (159)$$

Deze projecteren ofwel links- of rechtshandige deeltjes. Die zullen wel Lorentz invariant zijn. Omdat de  $\gamma^5$  niet commuteert met de massa term van de hamiltoniaan zullen deze niet geconserveerd zijn voor massieve deeltjes. Wat deze nu juist uit projecteren is ofwel de linkshandige of rechtshandige component van een deeltje.

$$\begin{aligned} u_L &= \frac{1}{2}(1 - \gamma^5)u & u_R &= \frac{1}{2}(1 + \gamma^5)u \\ \bar{u}_L &= \bar{u}\frac{1}{2}(1 - \gamma^5) & \bar{u}_R &= \bar{u}\frac{1}{2}(1 + \gamma^5) \end{aligned} \quad (160)$$

Met deze info kan een relatie gevonden worden tussen de heliciteit en deze projectie operatoren.

$$\begin{aligned} u_\uparrow &= \frac{1}{2}(1 + \kappa)u_R + \frac{1}{2}(1 - \kappa)u_L \\ \kappa &= \frac{p}{E + m} \end{aligned} \quad (161)$$

## 6.6 $f\bar{f}$ -annihilatie

De annihilatie van een fermion-antifermion in een boson wordt gegeven door:

$$\begin{aligned} \bar{v}\gamma^\mu \left( \frac{1-\gamma^5}{2} \right) u &= \bar{v}\gamma^\mu \left( \frac{1-\gamma^5}{2} \right)^2 u \\ &= \bar{v} \left( \frac{1+\gamma^5}{2} \right) \gamma^\mu \left( \frac{1-\gamma^5}{2} \right) u \\ &= \bar{v}_R \gamma^\mu u_L \end{aligned} \quad (162)$$

Hier hebben we dus aangetoond dat we de V-A interactie kunnen zien als een vector interactie die bindt met linkschirale ( $\approx$  linkshandig) deeltjes en rechtschirale ( $\approx$  rechtshandige) antideeltjes. De heliciteit fractie is chirale toestanden kunnen gevonden worden door:

	$e^-/f$	$e^+/\bar{f}$	$\nu$	$\bar{\nu}$
links handig	$\frac{1}{2}(1+\kappa)$	$\frac{1}{2}(1-\kappa)$	1	0
rechts handig	$\frac{1}{2}(1-\kappa)$	$\frac{1}{2}(1+\kappa)$	0	1

De polarisatie van  $e^- = -\kappa \approx -\beta$ . Het experiment om de polarisatie van het elektron te bepalen is interessant om te bekijken. De resultaten van deze experimenten wordt de polarisatie geplot in functie van  $\beta$  wat evenredig moet zijn.

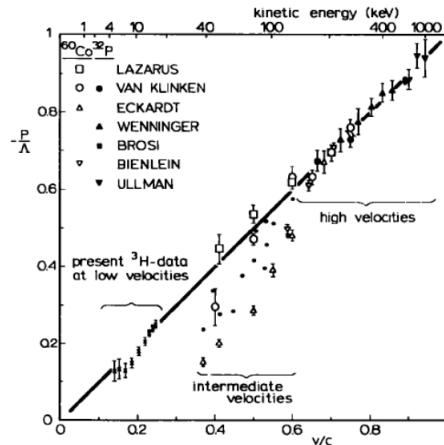


Figure 43: Resultaten van polarisatie experimenten van het elektron

Bij hoge energie werd deze relatie mooi gevuld maar zagen dat dit niet het geval was bij lagere energieën. De vraag dat hier dus op komt is nu of de pariteit enkel wordt geschonden bij hoge energie en niet bij lage energie? Meneer Van Klinken onderzoekt nu deze polarisatie bij lage energie wat een heel leerrijk experiment was, zeker de manier waarop deze is opgesteld.

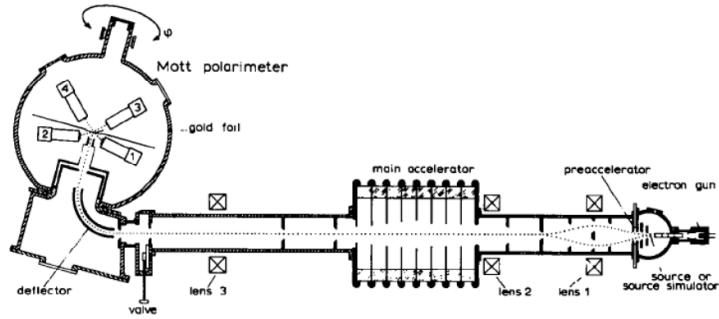


Figure 44: Experimentele opstelling voor onderzoek naar elektron polarisatie bij lage energie

Figuur 44 geeft een schematische voorstelling van het Van Klinken experiment. Hierbij worden elektronen aangemaakt in een elektronenbundel. Waar we enkel de elektronen behouden in een bepaalde chirale toestand. Vervolgens kunnen we deze elektronen versnellen (dit omdat de polarisatie dan makkelijker te bepalen is). De versnelde elektronen buigen we nu af naar de Mott polarimeter. De vraag is nu waarom we de elektronen afbuigen. Dit is door de manier waarop de polarimeter zal werken.

#### Intermezzo: werking van de Mott polarimeter

Deze zal gebruik maken van de Mott scattering wat niets anders is dan een elastische  $eN$ -scattering. Het elektron wordt dus verstrooit in het Coulombveld en voelt een magnetisch veld  $\propto -\vec{v} \times \vec{E}$ . Dit komt overeen met het angulair moment. Het elektron zal van de kern deflecteren met  $V \propto \vec{\mu} \cdot \vec{B}$ . Het interessante is dat we de polarisatie van de spin enkel zullen kunnen waarnemen als de spin parallel staat op het magneetveld en dus loodrecht op zijn impuls staat.

De Mott polarisatie is dus enkel gevoelig voor transversale polarisatie. Het is dus nodig om de spin of bewegingsrichting met  $90^\circ$  te draaien. Bij de afbuiging van deze elektronen moeten we dus enkel de bewegingsrichting aanpassen en niet de spin. We kunnen dus niet gebruik maken van magneten om deze afbuiging uit te voeren. In dit experiment maken we gebruik van een elektrostatische deflector die met elektrische velden werkt om de elektronen af te buigen en deze laat de spin gerust. Uit deze experimenten was het ook mogelijk om netjes te zien dat deze de relatie tussen polarisatie en  $\beta$  volgen.

## 6.7 Pion verval

Kijken we naar het verval van het pion naar ofwel het elektron of het muon met hun respectievelijke antineutrino zien we dat er geen verschil is tussen de 2 bij het annihileren van het  $d\bar{u}$  paar naar het W boson. Het verschil zal hem ook niet zitten in de vertex waar het W boson vervalt in de leptonen. In deze vertexen staan voor de elektromagnetische wisselwerking geen andere ladingen en dus elementen. Het verschil van deze diagrammen zal dus zitten in de faseruimte

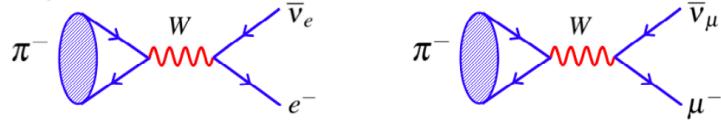


Figure 45: Diagrammen van een pion verval

van deze processen. De faseruimte voor het verval naar elektronen zal veel groter zijn dan het verval naar muonen ( $\Gamma_e \gg \Gamma_\mu$ ). Dit omdat het elektron veel minder weegt dan het muon en meer faseruimte over heeft. We verwachten dus dat het pion zo goed als altijd zou vervallen naar een elektron. Dit is niet wat we in de werkelijkheid zien waar zo goed als alle pionen vervallen in muonen. Dit vreemde gedrag kan makkelijk begrepen worden met behulp van de chiraliteitsoperator.

Gaan we uit van een stilstaand pion dat verwalt naar een muon en een een antineutrino. Hun impuls zal dus tegengesteld zijn.



Figure 46: Schematische voorstelling van het pion verval naar muonen

Het antineutrino is massaloos en moet dus rechts handig zijn en is zijn spin dus gelijk aan zijn impuls richting. Omdat de totale spin van het pion 0 is, moet de spin van het muon tegengesteld zijn en is dus ook rechtshandig. De zwakke interactie zal dit deeltje aanmaken met een linkse chiraliteit. De kan om een rechtshandig deeltje te bekomen kunnen we nu vinden door de eerder bepaalde relaties tussen chiraliteit en heliciteit, vergelijking (161). Het matrix element van dit verval wordt dus:

$$\mathcal{M} \propto \left( 1 - \frac{p_l}{E_l + m_l} \right) \quad (163)$$

De breuk kunnen we aan de hand van 4 vector kinematica herschrijven. De 4 impulsen van deze deeltjes zijn:

$$\begin{aligned} p_\pi &= (m_\pi, 0, 0, 0) \\ p_l &= (E_l, 0, 0, p_l) \\ p_{\bar{\nu}} &= (p_l, 0, 0, -p_l) \end{aligned} \quad (164)$$

Hierbij hebben we gebruik gemaakt dat het pion stil staat, dat het antineutrino massaloos is en dat de impuls van het antineutrino en lepton tegengesteld zijn.

Uit behoud van 4 impuls is het mogelijk om de  $E_l$  te berekenen.

$$\begin{aligned}
 p_\pi &= p_l + p_{\bar{\nu}} \\
 p_\pi - p_l &= p_{\bar{\nu}} \\
 (p_\pi - p_l)^2 &= p_{\bar{\nu}}^2 \\
 m_\pi^2 + m_l^2 - 2m_\pi E_l &= 0 \\
 E_l &= \frac{m_\pi^2 + m_l^2}{2m_\pi}
 \end{aligned} \tag{165}$$

Uit de massa energie relatie krijgen we  $p_l$ .

$$\begin{aligned}
 E_l^2 &= p_l^2 + m_l^2 \\
 p_l^2 &= \left( \frac{m_\pi^2 + m_l^2}{2m_l} \right)^2 - m_l^2 \\
 p_l &= \frac{m_\pi^2 - m_l^2}{2m_\pi}
 \end{aligned} \tag{166}$$

Dit kunnen we nu allemaal invullen in de originele breuk.

$$\begin{aligned}
 \frac{p_l}{E_l + m_l} &= \frac{\frac{m_\pi^2 - m_l^2}{2m_\pi}}{\frac{m_\pi^2 + m_l^2}{2m_\pi} + m_l} \\
 &= \frac{\frac{m_\pi^2 - m_l^2}{2m_\pi}}{\frac{m_\pi^2 + m_l^2}{2m_\pi} + \frac{2m_\pi m_l}{2m_\pi}} \\
 &= \frac{(m_\pi + m_l)(m_\pi - m_l)}{(m_\pi + m_l)^2} \\
 &= \frac{(m_\pi - m_l)}{(m_\pi + m_l)}
 \end{aligned} \tag{167}$$

Zo kunnen we inzien dat het matrix element proportioneel wordt als volgt:

$$\mathcal{M} \propto \frac{m_l}{m_\pi + m_l} \tag{168}$$

Voor de stromen van dit verval hebben we voor de leptonische stroom

$$j_l^\nu = \frac{g_W}{\sqrt{2}} \bar{u}(p_l) \frac{1}{2} \gamma^\nu (1 - \gamma^5) v(p_{\bar{\nu}}) \tag{169}$$

en de pion stroom voor een gebonden hadron is er maar 1 relevante 4 vector  $p_\pi$

$$j_\pi^\mu = \frac{g_W}{\sqrt{2}} \frac{1}{2} f_\pi p_\pi^\mu \tag{170}$$

Ten laatste zal er ook nog een propagator term zijn  $\frac{g_{\mu\nu}}{m_W^2}$ . Het matrix element wordt nu

$$\begin{aligned}
 \mathcal{M}_{fi} &= \frac{g_W}{\sqrt{2}} \frac{1}{2} f_\pi p_\pi^\mu \frac{g_{\mu\nu}}{m_W^2} \frac{g_W}{\sqrt{2}} \bar{u}(p_l) \frac{1}{2} \gamma^\nu (1 - \gamma^5) v(p_{\bar{\nu}}) \\
 &= \frac{g_W^2}{4m_W^2} g_{\mu\nu} f_\pi p_\pi^\mu \bar{u}(p_l) \gamma^\nu \frac{1}{2} (1 - \gamma^5) v(p_{\bar{\nu}}) \\
 &= \frac{g_W^2}{4m_W^2} f_\pi m_\pi \bar{u}(p_l) \gamma^0 \frac{1}{2} (1 - \gamma^5) v(p_{\bar{\nu}}) \\
 &= \frac{g_W^2}{4m_W^2} f_\pi m_\pi \bar{u}^\dagger(p_l) \frac{1}{2} (1 - \gamma^5) v(p_{\bar{\nu}}) \\
 &= \frac{g_W^2}{4m_W^2} f_\pi m_\pi \bar{u}^\dagger(p_l) v_\uparrow(p_{\bar{\nu}})
 \end{aligned} \tag{171}$$

Het belangrijke dat hier onthouden moet worden is dat voor de leptonen het matrix element mooi kan uitgeschreven worden maar dat dit niet lukt voor het pion. De "blob" van het pion wordt samengebracht in een factor  $f_\pi$ . Uiteindelijk bekomen we een links chiraal deeltje dat bindt met een rechtshandig antideeltje door de zwakke wisselwerking. Om de waarschijnlijkheid hiervan te bekijken moeten we kijken wat de fractie aan rechtse heliciteit is van het links chirale deeltje door het behoud van angulair moment. Zoals we eerder hebben uitgerekend zien we dan dat het matrix element herschreven kan worden tot

$$\begin{aligned}
 \mathcal{M}_{fi} &= \frac{g_W^2}{4m_W^2} f_\pi m_\pi \sqrt{E_l + m_l} \sqrt{p} \left( 1 - \frac{p}{E_l + m_l} \right) \\
 &= \left( \frac{g_W^2}{4m_W^2} \right)^2 f_\pi m_l \sqrt{m_\pi^2 - m_l^2}
 \end{aligned} \tag{172}$$

Het uiteindelijke matrix element moet gekwadrateerd worden en krijgen we

$$\begin{aligned}
 \langle |\mathcal{M}_{fi}|^2 \rangle &= |\mathcal{M}|^2 = 2G_F^2 f_\pi^2 m_l^2 (m_\pi^2 - m_l^2) \\
 \frac{G_F}{\sqrt{2}} &= \frac{g_W^2}{8m_W^2}
 \end{aligned} \tag{173}$$

Hier niet zo belangrijk maar we hebben de Lorentz invariante faseruimte nog nodig  $\frac{4\pi}{32\pi^2 m_\pi^2} p$ . Samen met het matrix element geeft dit de verval breedte

$$\Gamma = \frac{4\pi}{32\pi^2 m_\pi^2} p \langle |\mathcal{M}_{fi}|^2 \rangle = \frac{G_F^2}{8\pi m_\pi^3} f_\pi^2 (m_l(m_\pi^2 - m_l^2))^2 \tag{174}$$

Het belangrijke dat we moeten inzien is dat de ratio tussen de 2 verval modes van het pion afhangen van de massa's van de deeltjes.

$$\frac{\Gamma(\pi^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e)}{\Gamma(\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu)} = \left( \frac{m_e(m_\pi^2 - m_e^2)}{m_\mu(m_\pi^2 - m_\mu^2)} \right) = 1.26 \times 10^{-4} \tag{175}$$

**Het is niet verwacht dat je de precieze berekeningen van het pion verval kan geven op het examen. Het is vooral belangrijk om te weten waarom het eerder naar een muon vervalgt in plaats van een elektron.**

## 6.8 Geladen zwakke interactie

Wat we dus ondervonden hebben is dat de zwakke interactie enkel inwerkt op links chirale deeltjes en dus niets zal doen met de rechts chirale deeltjes

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L \quad I_z = \begin{pmatrix} \frac{1}{2} \\ -\frac{1}{2} \end{pmatrix} \quad (176)$$

$$(e)_R \quad (\mu)_R \quad (\tau)_R \quad I_z = 0$$

We zien dat hier dus zwakke isospin doubletten worden gevormd en een singlet voor de rechts chirale deeltjes. Hetzelfde zou kunnen gedaan worden voor de quarks. Omdat we doubletten krijgen is de meest voorhandiggende groep  $SU(2)_L$  wat wil zeggen dat er 3 generatoren hebben en 3 uitwisselingsboazonen, genoemd  $W_1$ ,  $W_2$  en  $W_3$ . Het is makkelijk om van  $W_1$  en  $W_2$  ladder operatoren te maken voor de positieve en negatieve stroom  $W^\pm = \frac{W^1 \mp iW^2}{\sqrt{2}}$  die we ook zien in de experimenten.  $W_3$  is complexer omdat deze zal opmengen met  $\gamma$  om het  $Z^0$  boson te bekomen.

## 7 Elektrozwakke precisie testen

De eerste oplossing die aan bod is gekomen om de korte dracht van de zwakke wisselwerking te verklaren is de massa van het intermediaire boson.

### 7.1 Zwakke uitwisselings deeltjes

Zoals op het einde van vorig hoofdstuk is gezegd zijn de uitwisselings deeltjes van de zwakke interactie  $W_1$ ,  $W_2$  en  $W_3$ . De eerste 2 bosonen vormen samen de geladen zwakke stromen  $W^\pm$ . Hierbij was een voorspelling gedaan van de massa's van deze deeltjes enkele GeV te zijn. Wat is  $W_3$  nu? Dit kan niet anders dan een neutraal deeltje zijn. Het eerste waar me dan aan denkt is het foton maar dit is niet mogelijk vanwege de koppeling met neutrinos. Er wordt gepostuleerd dat er ook een isospin singlet moet bestaan  $B^0$  die ook neutraal is. Deze 2 kunnen opmengen tot  $A^\mu$  en  $Z^\mu$ .

$$\begin{pmatrix} A^\mu \\ Z^\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_W & \sin \theta_W \\ -\sin \theta_W & \cos \theta_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} B^0 \\ W^3 \end{pmatrix} \quad (177)$$

$Z$  komt overeen met de zwakke wisselwerking en  $A$  met de elektromagnetische. Wat een unificatie zal zijn tussen de zuivere zwakke bosonen en de elektrozwakke bosonen.

### 7.2 Neutrale zwakke stroom

De reden voor deze drang om een elektrozwakke unificatie te vinden stamt uit het vinden van de zuivere interactie stroom naast een axiale in de zwakke interactie experimenten (wat neerkomt op een zuivere vector stroom tussen specifieke

chirale deeltjes). We hebben in deze 2 theorieën 2 uitwisselings deeltjes met gelijke kwantumgetallen die dan uiteraard zullen opmengen. De reden waarom de sterke wisselwerking niet bij wordt gehaald is omdat deze alleen met de quarks zal interageren en niet met de leptonen.

De elektrozwakke unificatie zegt ons dat er naast de geladen stromen ook een neutrale stroom zwakke stroom moet zijn aan de hand van  $Z^0$  uitwisseling. Het probleem is dat deze experimenteel nooit gezien worden. Deze zijn enkel zichtbaar als alle andere kanalen onderdrukt worden. Een mogelijke oplossing hier voor is te werken met de neutrinos die alleen zwak kunnen interageren. In 1973 is in een bubbel experiment voor het eerst zo een neutrale stroom waargenomen en is dus aangetoond dat de neutrale stromen bestaan.

### 7.3 Uitwisselings bosonen

Nu we weten dat deze deeltjes bestaan willen we die natuurlijk ook effectief aanmaken. Om dit te doen hebben we ze in CERN de SPS-collider omgebouwd om  $p\bar{p}$  verstrooiingen uit te voeren. De reden waarom we effectief  $\bar{p}$  gebruiken is als we een antiquark uit  $p$  moeten halen dat dit enkel een zeequark kan zijn en dus maar een kleine fractie van het proton zal hebben. Hierdoor is er niet genoeg energie om een  $W$  boson aan te maken. Als je een  $\bar{p}$  gebruikt zal het antiquark nu een veel grotere fractie van het proton hebben en we genoeg energie hebben om een  $W$  boson aan te maken.

$$p + \bar{p} \rightarrow W + \text{rest} \rightarrow e\nu/\mu\nu + \text{rest} \quad (178)$$

Het maken van een anti protonenbundel is niet zo moeilijk. Schiet een protonenbundel op een target waar onder andere antiprotonen uit komen. Het probleem hierbij is dat deze alle richtingen uitgaan. Door een magneet in de buurt te zetten kan je deze colimteren tot een bundel in een buis. Op dit moment divergeren de antiprotonen nog. Door deze af te koelen is het mogelijk om de antiprotonen allemaal in dezelfde richting te laten gaan. Door het heisenberg principe zal bij het samendrukken van de bundel in de ene richting deze in de andere richting uitzetten. De manier dat omzeilt kan worden is door causaliteit. Door de constant zijn van de lichtsnelheid is het mogelijk om in vogelvlucht informatie sneller aan de andere kant van de ring te krijgen en die informatie te gebruiken om de bundel bij te sturen.

Het probleem bij deze experimenten is dat de energie en momentum van de initiële quark en antiquark niet perfect geweten zijn. Het  $W^+$  boson zal dus niet stil staan wat je niet kan meten. Wat we wel kunnen meten is de transversale impuls van het  $W$  boson. Specifiek meten we  $p_T(e)$  en omdat we met een hermetische detector werken is  $p_T(\nu) = p_T(\text{missing})$ . In de transversale richting is er geen boost en is  $p_T$  dus Lorentz invariant. In het ruststelsel van  $W$  is  $|\vec{p}(e)| = -|\vec{p}(\nu)|$  en kunnen dus bepalen dat  $p_T(e) = \frac{M_W}{2} \sin \theta^*$  met  $\theta^*$  de de

verval hoek in het ruststelsel.

$$\begin{aligned} \frac{dn}{dp_T} &= \frac{dn}{d\theta^*} \frac{d\theta^*}{dp_T} \\ &= \frac{dn}{d\theta^*} \frac{1}{\sqrt{(M_W/2)^2 - p^2}} \end{aligned} \quad (179)$$

Dit wil zeggen dat voor eender welke hoek afhankelijkheid er is in het aantal counts zullen we een piek waarnemen als  $p_T = M_W/2$ . Als we de transversale massa ( $m_T = 2p_T$ ) plotten in een histogram krijgen we dat de massa van het  $W^+$  boson  $M_W = 80.0 \pm 1.5\text{GeV}$  is.

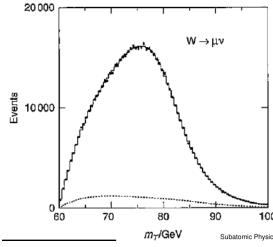


Figure 47: Histogram van events in functie van de transversale massa

Het meten van de massa van het  $Z$  boson is een stuk makkelijker omdat we hier niet te maken hebben met een neutrino en de invariante massa rechtstreeks kunnen meten.

$$p + \bar{p} \rightarrow Z^0 + \text{rest} \rightarrow e^+e^- (\mu^+\mu^-) + \text{rest} \quad (180)$$

De massa van dit boson is  $M_Z = 91.5 \pm 1.7\text{GeV}$ .

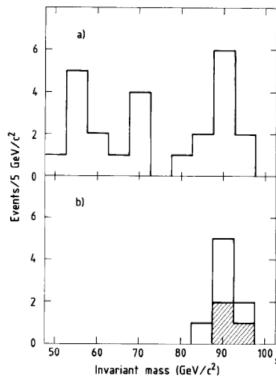


Figure 48: Bepalen van de massa van het  $Z$  boson

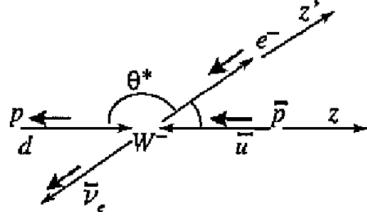


Figure 49: Schema van de kinematica van een verstrooing om de spin van  $W$  te bepalen

## 7.4 Spin van $W$

Nemen we aan dat de V-A theorie correct is en we laten een anti-up in een down quark annihielen tot een  $W^-$  boson. V-A zegt dat  $d$  een linkshandig deeltje moet zijn en zijn spin is dus antiparallel aan de bewegingsrichting. Voor  $\bar{u}$  zegt V-A dat dit een rechtshandig deeltje is en ligt zijn spin parallel aan zijn bewegingsrichting. De spin van  $W^-$  is de combinatie van de 2 spins,  $J = 1$  en  $J_z = -1$ . De  $-1$  projectie op de  $z$ -richting is door conventie dat de  $z$ -richting gelijk wordt gesteld aan de proton richting. Vervolgens laten we  $W^-$  vervallen naar  $e^-$  en  $\bar{\nu}$ . Omdat we met een elektron te maken hebben weten we dat het intermediaire boson een  $W^-$  boson zal zijn. Voor de uitgaande deeltjes kunnen we nu ook als een kwantisatieas zien met  $e^-$  linkshandig en  $\bar{\nu}$  rechtshandig. Dit geeft ons terug een projectie van de spin op deze as  $J_{z'} = -1$ . We moeten dus de waarschijnlijkheid bepalen waarbij  $J_z = -1$  wordt omgezet in  $J_{z'} = -1$ . Dit gebeurt aan de hand van de rotatie matrices.

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega} &\propto (d^1_{-1,-1})^2 \\ &\propto \left[ \frac{1}{2}(1 + \cos \theta^*) \right]^2 \end{aligned} \quad (181)$$

Kijken we nu experimenteel naar de hoekdistributie zien we duidelijk dat het  $W^-$  een spin van 1 moet hebben.

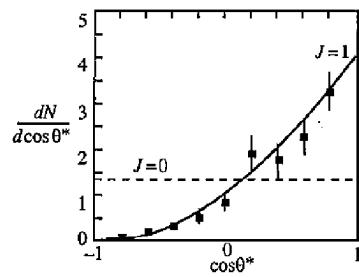


Figure 50: Experimentele resultaten van de spin van  $W$

## 7.5 Elektrozakke unificatie

Kijken we nu terug naar de stromen van de geladen zakke interactie.

$$\begin{aligned} W^\pm &= \frac{1}{\sqrt{2}}(W^1 \pm iW^2) & j^\pm &= \frac{1}{\sqrt{2}}(j_1 \pm ij_2) \\ j_\mu^- &= \bar{\nu}_{eL} \gamma_\mu e_L^- & j_\mu^+ &= \bar{e}_L^- \gamma_\mu \nu_{eL} \end{aligned} \quad (182)$$

De zakke interactie heeft 3 intermediaire bosonen, het 3de boson is een isocalaire interactie  $B$ . De  $SU(2)$  groep kunnen we unificeren tot  $SU(2) \otimes U(1)$ .  $U(1)$  is hier niet de elektromagnetische groep omdat  $B$  niet exact het foton kan zijn. Voor die wisselwerking is de zakke hyperlading toegevoegd  $Y_W = 2(Q - I_z)$ . Een aantal voorbeelden van de zakke hyperlading zijn gegeven in tabel 10.

Table 10: Voorbeelden van de hyperlading

	$Y_W$	$Y_W$
$\nu_L$	-1	$\frac{1}{3}$
$l_L^-$	-1	$\frac{1}{3}$
		$\frac{4}{3}$
$l_R^-$	-2	$-\frac{2}{3}$
$d_L$		
$u_R$		
$d_R$		

Mengen we nu  $W_3$  en  $B$  op dan krijgen we

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} Z^0 \\ A \end{pmatrix} &= \frac{1}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \begin{pmatrix} g & -g' \\ g' & g \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_3 \\ B \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} \cos \theta_W & -\sin \theta_W \\ \sin \theta_W & \cos \theta_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_3 \\ B \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (183)$$

met  $g$  de zakke koppelingsconstante en  $g'$  de koppelingsconstante die we niet kennen waarmee  $B$  aan de zakke hyperlading koppelt. De weinberg hoek kan geschreven worden als:  $\theta_W \equiv \tan^{-1} \frac{g'}{g}$ . Nu wordt de Lagrangiaan gegeven door:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= g(j_\mu^1 W_1^\mu + j_\mu^2 W_2^\mu + j_\mu^3 W_3^\mu) + \frac{g'}{2} j_\mu^Y B^\mu \\ &= \frac{g}{\sqrt{2}}(j_\mu^- W_+^\mu + j_\mu^+ W_-^\mu) + j_\mu^3(g W_3^\mu - g' B^\mu) + g' j_\mu^{EM} B^\mu \\ &= \frac{g}{\sqrt{2}}(j_\mu^- W_+^\mu + j_\mu^+ W_-^\mu) + \frac{g}{\cos \theta_W}(j_\mu^3 - \sin^2 \theta_W j_\mu^{EM}) Z^\mu + g \sin \theta_W j_\mu^{EM} A^\mu \end{aligned} \quad (184)$$

Hierbij kunnen we mooi zien in de eerste lijn dat de  $W$ 's interageren met een strekte  $g$  en  $B$  met een sterke  $g'$ . Als we ervan uit gaan dat  $A$  een foton beschrijft moet  $g \sin \theta_W \propto e$  zijn of exact  $g \sin \theta_W = \sqrt{4\pi\alpha}$ . We zien dus eigenlijk dat  $g$  zo goed als gelijk is aan de elektromagnetische koppeling. Uit de

2de term krijgen we de koppelingssterkte van het  $Z$  boson.

$$\begin{aligned} g_Z &= \frac{g}{\cos \theta_W} (I_z - Q \sin^2 \theta_W) \\ &= \frac{g}{\cos \theta_W} c_Z \\ c_Z &= I_z - Q \sin^2 \theta_W \end{aligned} \tag{185}$$

Hier is  $c_Z$  equivalent met de kleurfactoren van QCD. Ten laatste voor de  $W$  koppeling moet deze  $g$  overeen komen met de propagator term uit de klassieke theorie

$$G_F = \frac{\sqrt{2}g^2}{8M_W^2} \tag{186}$$

In de propagator term komt de massa van het  $W$  boson voor:

$$\begin{aligned} M_W &= \frac{g^2 \sqrt{2}}{8G_F} \\ &= \sqrt{\frac{\pi \alpha}{\sqrt{2}G_F}} \frac{1}{\sin \theta_W} = \frac{37.3}{\sin \theta_W} \text{ GeV} \end{aligned} \tag{187}$$

Zo is het mogelijk om de elektromagnetische en zwakke wisselwerking op te beschrijven in termen van 2 constantes:  $\alpha$  en  $\theta_W$ .

## 7.6 Massa van het $Z^0$ -boson

Gaan we ervan uit dat de massa van het  $Z$  boson komt van het matrix element dan is  $M_\phi^2 = \langle \phi | H | \phi \rangle^2$ . Zo krijgen we 3 vergelijkingen waarbij we gebruikt hebben dat het foton masseloos is en het foton en  $Z$  boson orthogonaal zijn.

$$\begin{aligned} M_Z^2 &= M_W^2 \cos^2 \theta_W + M_B^2 \sin^2 \theta_W - 2M_{BW}^2 \cos \theta_W \sin \theta_W \\ 0 &= M_\gamma^2 = M_W^2 \sin^2 \theta_W + M_B^2 \cos^2 \theta_W + 2M_{BW}^2 \cos \theta_W \sin \theta_W \\ 0 &= M_{Z\gamma}^2 = (M_W^2 - M_B^2) \sin \theta_W \cos \theta_W + M_{BW}^2 (\cos^2 \theta_W - \sin^2 \theta_W) \\ \Rightarrow M_Z &= \frac{M_W}{\cos \theta_W} \end{aligned} \tag{188}$$

Aan de hand van deze relatie tussen de massa van de  $W$  en  $Z$  bosonen is het mogelijk om de theorie te testen.

## 7.7 Koppeling van het $Z^0$ boson

Als we kijken naar de koppelingsconstante van het  $Z$  boson zijn we geïnteresseerd in 1 specifieke term in de lagrangiaan.

$$\frac{g}{\cos \theta_W} (j_\mu^3 - \sin^2 \theta_W j_\mu^{\text{EM}}) Z^\mu \tag{189}$$

De koppelingsconstante voor links en rechtshandige deeltjes zal verschillen.

$$\begin{aligned} g_L &= I_z - Q \sin^2 \theta_W \\ g_R &= -Q \sin^2 \theta_W \end{aligned} \quad (190)$$

Hierbij komt de  $I_z$  component van de  $j^3$  stroom en de  $Q \sin^2 \theta_W$  component van de  $j^{\text{EM}}$  stroom. Het is natuurlijk logisch dat de  $I_z$  component 0 is voor de rechts chirale deeltjes omdat deze niet koppelen aan elkaar. Kijken we nu naar de zwakke koppelsterkte in functie van de vector en axiale termen:

$$\begin{aligned} c_V &= g_L + g_R = I_z - 2Q \sin^2 \theta_W \\ c_A &= g_L - g_R = I_z \end{aligned} \quad (191)$$

Hier is het mogelijk om uit de polarisatie de links en rechts chirale koppeling component halen en die gebruiken om de  $\theta_W$  te bepalen. Zo zien we voor verschillende deeltjes (tabel 11) dat  $c_A$  altijd  $\pm 1/2$  is en dat  $c_V$  zal afhangen van de Weinberg hoek en de lading van het deeltje dat met  $Z$  interageert. Er is dus geen universele koppelingsconstante.

Table 11: vector en axiale componenten van de koppelingsconstante

	$2c_V$	$2c_A$
$\nu$	+1	+1
$e$	$-1 + 4 \sin^2 \theta_W$	-1
$u$	$+1 - \frac{8}{3} \sin^2 \theta_W$	+1
$d$	$-1 + \frac{4}{3} \sin^2 \theta_W$	-1

## 7.8 $e^+e^-$ annihilatie



Hierbij zal er naast de elektromagnetische wisselwerking met een foton ook een mogelijkheid zijn om zwak te binden aan een  $Z^0$  boson. Het is dus mogelijk om eender welk diagram met  $\gamma$  een equivalent te tekenen met een  $Z^0$  boson. Uit deze diagrammen kunnen we nu 2 verschillende ladingen halen:

$$-i \frac{g^{\mu\nu}}{q^2} \quad \frac{-ig^{\mu\nu} - \frac{q^\mu q^\nu}{M_Z^2}}{q^2 - M_Z^2} \quad (192)$$

Uit de 2de lading kunnen we zien dat deze zal divergeren als  $q = M_Z^2$  wat we kunnen zien in experimenten.

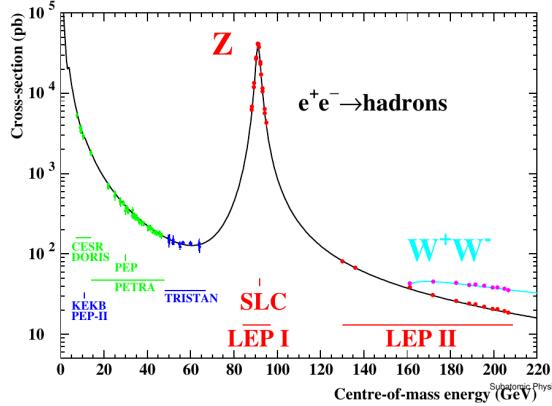


Figure 51: Resultaten naar het onderzoek van  $e^+e^-$  annihilatie

## 7.9 Het $Z$ boson

Brengen we alle werkzame doorsneden van de mogelijke verval modes van het  $Z$  boson samen tot een totale werkzame doorsnede.

$$\sigma_Z^0 = \frac{12\pi}{M_Z^2} \frac{\Gamma_e \Gamma_f}{\Gamma_Z} \frac{s\Gamma_Z^2}{(s - M_Z^2)^2 + s^2\Gamma_Z^2/M_Z^2} \quad (193)$$

In het rood hebben we de propagator, in blauw de waarschijnlijkheid om een elektron te koppelen aan een  $Z$  boson, in groen de waarschijnlijkheid om het  $Z$  boson te koppelen aan een fermion en in het zwart de breit wigner term. Hierbij is  $\Gamma_f$  de accumulatie van alle maniereb dat  $Z$  naar quark-antisuark paren met uitzondering van  $t\bar{t}$ . De 0 in de exponent is om erop te duiden dat dit de nulde orde term is en dus de eenvoudigste benadering is. Uit de experimenten (figuur 52) kan je snel zien dat deze benadering nog verder uitgewerkt moet worden. Hier kan je een QED gecorrigeerde curve naast de gemeten curve zien. Dit is niets anders dan het in acht nemen dat één van de inkomende of uitgaande deeltjes een hoog energetisch foton uitstraalt of dat er een vertex correctie (inkomende of uitgaande deeltjes interageren met elkaar aan de hand van een foton) op de inkomende of uitgaande deeltjes krijgen. Deze geven dus een eerste orde correctie op  $\sigma_Z^0$  die vrij belangrijk is omdat hoog energetische deeltjes, zeker elektronen, graag fotonen afstralen. In het geval dat er een zwaar quark-antiquark paar wordt aangemaakt zoals  $b\bar{b}$  zal het veel onwaarschijnlijker zijn dat deze een foton zullen uitstralen.

Uit de gecorrigeerde metingen kunnen een aantal mooie gegevens gehaald worden. Eén hiervan is de breedte van het  $Z$  boson wat de totale koppeling van het  $Z$  boson zal geven aan alle mogelijke verval kanalen. De werkzame doorsnede voor  $Z$  naar neutrino-antineutrino is onmeetbaar. We hebben daar gewoon de detectoren niet voor. Dit kan er uiteindelijk wel uit gehaald worden omdat we de totale breedte van  $Z$  kennen en de partiële breedtes kunnen bepalen is het mogelijk om zo de breedte van  $\nu\bar{\nu}$  te bepalen. Hiernaast kan uit al die metingen

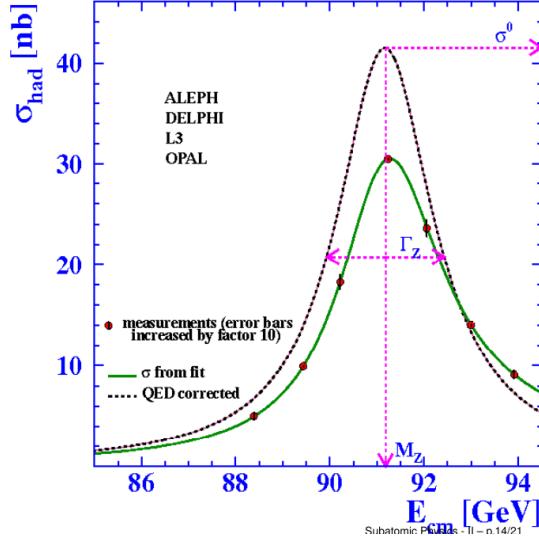


Figure 52: Experimentele waarden voor de cross sectie van  $Z$  productie

van de partiële breedtes terug de koppelingsconstantes bepaalt worden,  $\Gamma_f \propto g_{vf}^2 + g_{Af}^2$ . Uit dit experiment kunnen we terug de massa en breedte van  $Z$  bepalen. Deze zijn  $M_Z = 91.1875 \pm 0.0021\text{GeV}$  en  $\Gamma_Z = 2.4952 \pm 0.0023\text{GeV}$ . Uit de totale verval breedte kunnen we zien dat er 3 lichte neutrinos zijn,  $n_\nu = 2.9840 \pm 0.0082$ .

## 7.10 Voorwaards-achterwaardse asymmetrie

Uit zowel de Massa  $Z$  en  $W$  of de breedte van  $Z$  is het mogelijk om de  $\theta_W$  te bepalen. Er zijn nog vele andere manieren om dit te doen. Eén hiervan is de uit de Voorwaards-achterwaardse asymmetrie.



$e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$  via de elektromagnetische wisselwerking is een pariteit behoudende term hebben m.a.w. is deze symmetrisch over een hoek van  $90^\circ$ . Daarentegen is een deel van  $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$  via het  $Z$  boson via de zwakke wisselwerking en zal de pariteit schenden. Deze zal wel doorgaan onder zowel  $0^\circ$  als  $180^\circ$  maar zal een assymmetrie ondervinden die met het uitwisselen van een foton er niet zou zijn. Deze assymmetrie kan uitgeschreven worden in een cross sectie.

$$\frac{d\sigma(s)}{d\cos\theta} = \sigma(s) \left[ \frac{3}{8}(1 + \cos^2\theta + A_{FB}(s)\cos\theta) \right] \quad (194)$$

Hierbij is de laatste term te weiden aan het schenden van de pariteit. Deze forward-backward factor is niets anders dan  $A_{FB} = \frac{N_F - N_B}{N_F + N_B}$ . Waarbij de teller en noemer overeen komen met het experiment bij  $0^\circ$  of  $180^\circ$ . In figuur 53 wordt de assymmetrie uit gezet in functie van de  $\cos(\theta)$ . Hierbij is het heel duidelijk dat deze assymmetrisch zijn behalve in de piek waar het heel mooi symmetrisch is. De reden waarom het rond de piek zo goed als symmetrisch is, is omdat de assymmetrie term afhangt van de interferentie tussen  $\gamma$  en  $Z$ . Bij de piek is er nauwelijks nog  $\gamma$  zijn en wordt de assymmetrie heel klein.

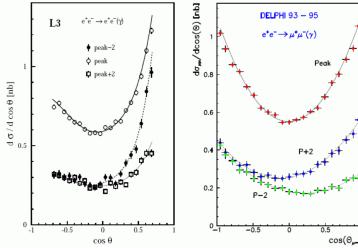


Figure 53: Forward backward assymmetrie experimenten.

Uit de metingen van figuur 53 is het mogelijk om de de assymmetrie term in functie van de centre of mass energie te bepalen. Hierbij zijn de metingen terug gecorrigeerd voor de QED effecten die in eerste orde kunnen optreden. Deze is gevoelig voor de pariteit schending en dus voor de zwakke wisselwerking die gevoelig is voor  $\theta_W$ .

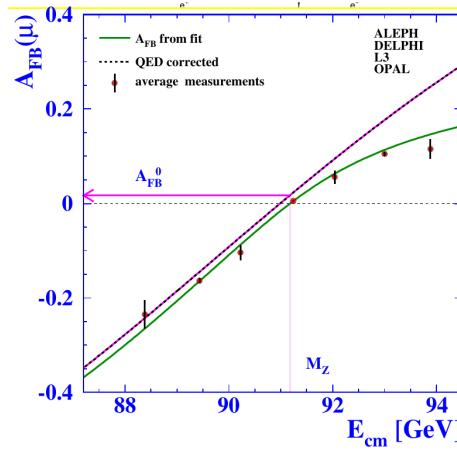


Figure 54: Assymmetrie term uit experimenten

## 7.11 Z-koppeling

Het visualiseren van de resultaten van de  $Z$  koppeling zijn op verschillende manieren mogelijk. Om dit aan te tonen kijken we naar figuur 55 waar de koppeling van  $Z$  aan de fermionen wordt weergegeven in termen van vector en axiale koppeling. Hier kunnen we bijvoorbeeld zien dat  $ee \rightarrow \mu\mu$  sterk gevoelig is voor de axiale component en veel minder gevoelig voor de vector component. Uit de resultaten uit 1987 kan ook gehaald worden dat  $g_A \approx -0.5$  is en  $g_V \approx 0$ . Na vele jaren meten in het LEP is het mogelijk om een veel betere voorspelling te maken van  $g_{Al} = -0.50123 \pm 0.00026$  en  $g_V = -0.03783 \pm 0.00041$ . Hieruit is het mogelijk om de Weinberg hoek heel precisie te bepalen.

$$\sin^2 \theta_W = \frac{1}{4} \left( 1 - \frac{g_{Vl}}{g_{Al}} \right) = 0.23153 \pm 0.00016 \quad (195)$$

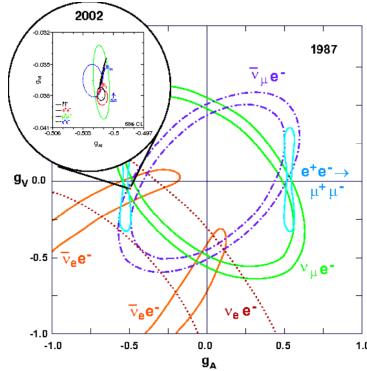


Figure 55: Relatie tussen  $g_V$  en  $g_A$  voor het  $Z$  boson

## 7.12 Het $W$ boson

De volgende stap in dit onderzoek was om  $\theta_W$  te bepalen uit de relatie tussen de massa van  $Z$  en  $W$ . In de 2de fase van LEP zijn de energieën opgedreven tot over 2 keer de massa van het  $W$  boson,  $\sqrt{s} > 2M_W$ . Hierdoor is het mogelijk om  $W^+W^-$  te gaan creëren. Zo zijn er nieuwe diagrammen mogelijk.

Het laatste diagram hier gegeven is een typisch voorbeeld van een niet abelse groep te zijn waar de uitwisselingsbosonen met elkaar kunnen interageren. In dit geval  $W_3$  met  $W_{1/2}$ . Deze  $W$  bosonen kunnen op een aantal verschillende manieren vervallen.

$$\begin{aligned} e^+e^- &\rightarrow W^+W^- \rightarrow q\bar{q}l\nu \\ &\rightarrow l^+\nu l^-\bar{\nu} \\ &\rightarrow q\bar{q}q\bar{q} \end{aligned} \quad (196)$$

In het eerste geval hebben we 2 jets met een lepton en een neutrino, in het 2de geval enkel leptonen en neutrinos en in het 3de geval 4 jets. Het zal moeilijk

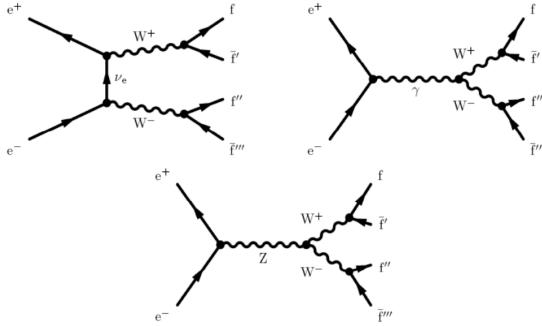


Figure 56: Feynman diagrammen voor reele  $W^\pm$

zijn om verder te werken met de 2de verval optie omdat deze 2 niet te meten deeltjes bevatten. Om met de andere 2 onderzoek te doen reconstrueer je uit de impulsen van de uitkomende deeltjes de originele  $W$  bosonen om uiteindelijk de invariante massa van het  $W$  boson te bekomen. Dit is mooi waargenomen in L3. In het rood zie je de monte carlo simulaties en in het zwart de metingen die gedaan zijn.

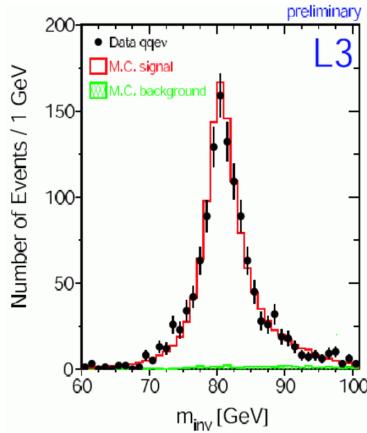


Figure 57: L3 experiment om de massa van het  $W$  boson te bepalen

Uit deze metingen krijgen we  $M_W = 80.412 \pm 0.042 \text{ GeV}$  en  $\Gamma_W = 2.150 \pm 0.091 \text{ GeV}$ .

### 7.13 Triple gauge koppeling

Indien we de cross sectie voor de diagrammen in figuur 56 berekenen, zien we niet fysische fenomenen. Voor het eerste diagram (CC(=charged-charged)-diagram) zien we dat  $\sigma$  divergeert voor het tweede diagram (triple gauge koppeling met foton) is een deel van de divergentie van  $\sigma$  verholpen maar zal deze uiteindelijk

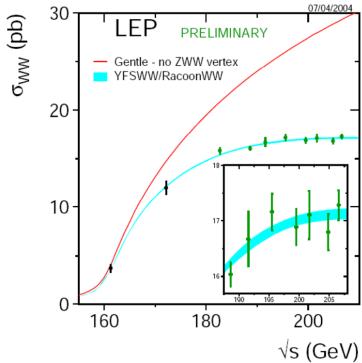


Figure 58: Cross sectie van triple gauge koppeling

nog steeds divergeren. Het niet abelse karakter van het 3de diagram is nodig om  $\sigma$  te laten convergeren en dat deze satureert tot een bepaalde waarde. In figuur 58 staat in het rood de cross sectie indien de triple gauge koppeling  $ZWW$  niet bestond. Het is duidelijk dat deze divergeert naar oneindig. Voeren we nu deze triple gauge koppeling toe zien we dat  $\sigma$  zal afvlakken in het blauw en dat de experimenten in het groen deze mooi volgen. Dit bewijst dat we voor de zwakke wisselwerking te maken hebben met een niet abelse theorie.

### 7.14 Standaard model radiatieve correcties

Bij het vergelijken van  $\sin^2 \theta_W$  gevonden uit het massaverschil van  $Z$  en  $W$  en de koppelingssterkte verschil van  $Z$  aan de vector en axiale component zien we een grote afwijking.

$$\begin{aligned} \sin^2 \theta_W &= \frac{1}{4} \left( 1 - \frac{g_{Vl}}{g_{Al}} \right) = 0.23153 \pm 0.00016 \\ \sin^2 \theta_W &= 1 - \frac{M_W^2}{M_Z^2} = 0.22262 \pm 0.00045 \\ &\approx 20\sigma \text{ deviatie} \end{aligned} \tag{197}$$

Deze tonen aan dat onze theorie nog niet helemaal correct is. Bij het herbekijken van de koppelingsstrektes zien we dat  $g_{Al} = -0.50123 \pm 0.00026 \neq -\frac{1}{2}$  is. Bij het berekenen van  $g_{Al}$  was verondersteld dat de  $W$  en  $Z$  bosonen massaloos zijn. Hoe deze bosonen massa krijgen hebben we nog niet besproken. Dit zal komen uit hogere orde termen. Omdat de zwakke interactie niet abels is zal deze naast het maken van fermionlusjes ook interageren met zichzelf en het Higgs boson. Het zal het binden aan het Higgs boson zijn dat nu juist massa geeft aan de  $W$  en  $Z$  bosonen. Naast de correcties die moeten gemaakt worden voor de massa van de bosonen,  $\propto \ln \frac{m_H}{M_W}$ , is het bijvoorbeeld ook mogelijk dat  $Z$  een  $t\bar{t}$  lus maakt waarvoor men moet corrigeren proportioneel tot  $M_t^2$ . De koppelingen van het  $Z$  boson zullen dus effectieve koppelingen worden die vrij gevoelig zijn

voor de massa van de top quark en minder maar nog steeds gevoelig is voor de massa van het Higgs boson.

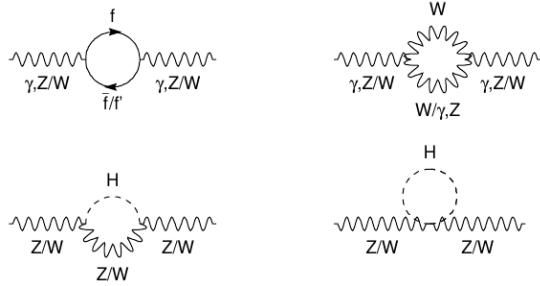


Figure 59: Hogere orde correctie termen

Deze correcties die we moeten doorvoeren zullen ons dus iets zeggen over de nog onbekende deeltjes  $t$  en  $H$ . Laten we de theorie los op de experimentele resultaten kunnen we een voorspelling maken wat de massa van deze deeltjes zouden zijn. De massa van  $t$  zal dus rond de 170–180 GeV moeten liggen. Indien dit niet zo zou zijn moeten de resultaten van het experiment meer verschoven worden naar rechtsboven. We zien ook dat de massa van het Higgs boson niet groot mag zijn omdat we anders ook terug te veel afwijken van de experimentele resultaten.

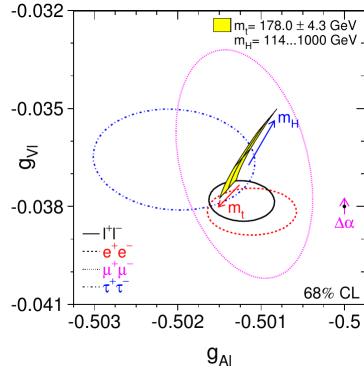


Figure 60: Voorspellingen van de massa's van  $t$  en  $H$

## 7.15 De top quark

Sinds begin van de jaren 90 was het mogelijk om een voorspelling te maken wat de massa van de top quark kan zijn. In het jaar 1995 is deze dan ook echt ontdekt aan het Tevatron. Sindsdien zijn we dus ook zeker dat dit theoretisch model correct is.

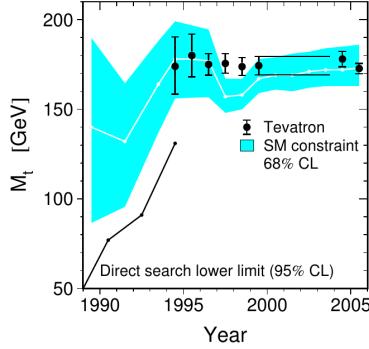


Figure 61: Voorspelling van  $M_t$  in functie van het jaartal

## 7.16 Voorspellingen over het Higgs boson

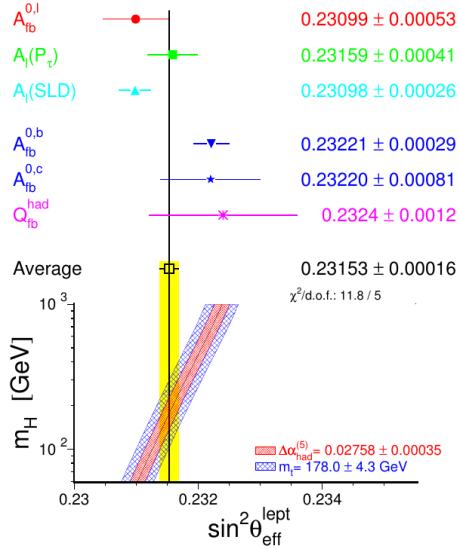


Figure 62: Voorspellingen voor de massa van het Higgs boson

Ondertussen hebben we  $\theta_W$  al heel precies gemeten en weten we ook wat de massa van  $t$  is. Zo kunnen we een range vinden wat de massa van het Higgs boson kan zijn. Dit wordt weergegeven in figuur 62 waarbij de Higgs massa kan liggen tussen 100GeV en 300GeV. Een 2de manier om deze voorspelling te bekomen is door de relatie tussen de massa van het  $W$  boson en de massa van de  $t$  quark te bekijken in figuur 63. Hier is terug duidelijk dat de massa van het Higgs boson verrassend klein moet zijn.

Het Higgs boson is niet gevonden tijdens de metingen in het LEP tot op 110GeV. Hierdoor kunnen we het Higgs met een lagere massa dan 110GeV uit-

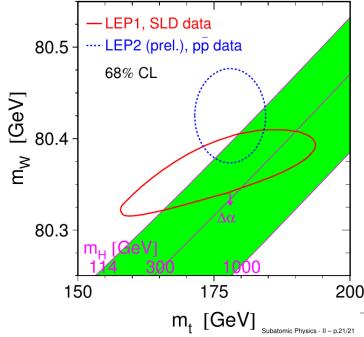


Figure 63: Voorspelling van de massa van het Higgs boson in meer detail

sluiten. Waar we het Higgs boson zouden tegenkomen was dus eigenlijk heel goed voorspelt ( $M_H = 129^{+74}_{-49}\text{GeV}$ ).

## 8 Higgs boson

### 8.1 De nood voor een scalair boson

Bekijken we de cross secties van een aantal zelf interacties die kunnen plaatsvinden voor de zwakke interactie bosonen dan zien we bij ongeveer 1TeV dat de unitariteit geschonden wordt, de waarschijnlijkheden voor deze diagrammen worden groter dan 1.

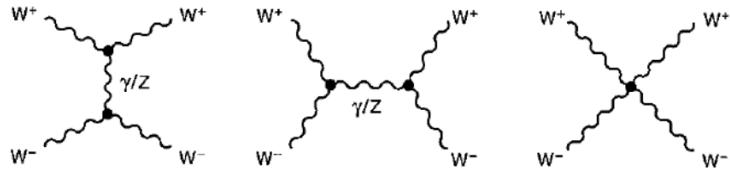


Figure 64: Mogelijke zelf interactie diagrammen voor het toevoegen van Higgs interacties

Om deze divergenties op te lossen is het nodig om extra parameters toe te voegen. Door het toevoegen van de koppeling van de  $W$  bosonen aan het Higgs boson, een scalair boson, is het mogelijk om de divergentie naar oneindig te convergeren.

We kunnen aan deze diagrammen direct zien dat de elektrozwakke koppeling van  $W$  aan  $Z$  een grote invloed zal hebben voor de koppeling van  $W$  aan  $H$ . De opheffing van de divergenties zal enkel werken als de  $H$ -koppeling gerelateerd is aan de elektrozwakke koppeling.

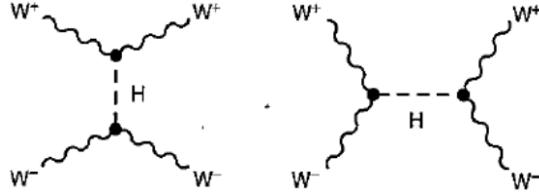


Figure 65: Toevoegen van Higgs boson interacties

## 8.2 Lagrangiaan

Hier moeten we overstappen van het relativistische beeld naar de kwantumvelden theorie omdat Higgs mechanisme en het bestaan van het Higgs boson niet uitgelegd kan worden zonder deze theorie.

Klassiek gezien is de Lagrangiaan niets meer dan  $L(q_i, \dot{q}_i) = T - V$ . Hierbij hoort de klassieke bewegingsvergelijking

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{\partial L}{\partial \dot{q}_i} \right) - \frac{\partial L}{\partial q_i} = 0 \quad (198)$$

Wanneer we overschakelen naar veldentheorie worden de plaats en impuls componenten vervangen door veldcoordinaten en zijn afgeleiden,  $L(q_i, \dot{q}_i) \rightarrow \mathcal{L}(\phi_i, \partial_\mu \phi_i)$ . De bewegingsvergelijking voor de veldentheorie is in essentie gelijk aan de klassieke bewegingsvergelijking.

$$\partial_\mu \left( \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\partial_\mu \phi_i)} \right) - \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \phi_i} = 0 \quad (199)$$

In de quantumvelden theorie zijn de deeltjes niet meer dan de kleinste excitaties van de velden, de kwanta. De Lagrangiaan kan nu op verschillende manieren samengesteld worden om verschillende deeltjes te beschrijven. Een aantal voorbeelden hiervan zijn:

- Scalair: Deze deeltjes dragen geen spin en pariteit en worden beschreven door

$$\mathcal{L}_S = \frac{1}{2} (\partial_\mu \phi)(\partial^\mu \phi) = \frac{1}{2} m^2 \phi^2 \quad (200)$$

De veldfuncties  $\phi$  die door deze Lagrangiaan beschreven worden voldoen aan de Klein-Gordon vergelijkingen. De kwanta hiervan zijn Higgs bosonen.

- Dirac: Dirac deeltjes worden beschreven door

$$\mathcal{L}_D = i\bar{\psi} \gamma^\mu \partial_\mu \psi - m\bar{\psi} \psi \quad (201)$$

De veldgolffuncties voldoen hier natuurlijk aan de Dirac vergelijking en

zijn dus 4 vectoren met als kwanta de fermionen.

$$\psi(x) = \begin{pmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \\ \psi_3 \\ \psi_4 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \Psi_1 + i\Phi_1 \\ \Psi_2 + i\Phi_2 \\ \Psi_3 + i\Phi_3 \\ \Psi_4 + i\Phi_4 \end{pmatrix} \quad (202)$$

- Vector: Ten laatste wordt de vector Lagrangiaan gegeven door

$$\mathcal{L}_{EM} = -\frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu} \quad (203)$$

Deze veldfuncties  $F_{\mu\nu}$  volgen de Maxwell vergelijkingen en kunnen neergescheven worden als

$$F^{\mu\nu} = \partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu = \begin{pmatrix} 0 & -E_x & -E_y & -E_z \\ E_x & 0 & -B_z & B_y \\ E_y & B_z & 0 & -B_x \\ E_z & -B_y & B_x & 0 \end{pmatrix} \quad (204)$$

De kwanta van dit veld zijn fotonen.

### 8.3 Lokale $U(1)$ ijk(=gauge) invariantie

Als we eisen dat de Lagrangiaan invariant moet zijn onder  $\psi(x) \rightarrow \psi'(x) = e^{iq\chi(x)}\psi(x)$ . Dit is niets anders dan de fase overal te gaan veranderen of dit kan ook gezien worden als een rotatie in de ruimte met hoek  $\chi(x)$ . De ruimte afhankelijkheid van de hoek slaat niet op het lokale gedeelte van de invariantie. Bijvoorbeeld voor de Dirac Lagrangiaan krijgen we dan

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= i\bar{\psi}\gamma^\mu\partial_\mu\psi - m\bar{\psi}\psi \\ \mathcal{L} \rightarrow \mathcal{L}' &= ie^{-iq\chi}\bar{\psi}\gamma^\mu[e^{iq\chi}\partial_\mu\psi + iq(\partial_\mu\chi)e^{iq\chi}\psi] - me^{iq\chi}\bar{\psi}e^{iq\chi}\psi \\ &= \mathcal{L} - q\bar{\psi}\gamma^\mu(\partial_\mu\chi)\psi \end{aligned} \quad (205)$$

Om deze extra term weg te werken en de invariantie te eisen is door over te gaan op een covariante afgeleide  $D_\mu$  waar een extra veld  $A_\mu$  in verwerkt zit.

$$\begin{aligned} \partial_\mu &\rightarrow D_\mu = \partial_\mu + iqA_\mu \\ A_\mu &\rightarrow A'_\mu = A_\mu - \partial_\mu\chi \end{aligned} \quad (206)$$

Hierdoor krijgen we een nieuwe ijk invariante Lagrangiaan:

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\psi - q\bar{\psi}\gamma^\mu A_\mu\psi \quad (207)$$

Wat er hier dus gebeurd is, is dat de lokale informatie van  $\chi$  moet doorgegeven kunnen worden aan de rest van het veld. Dit moet ingebakken zijn in de Lagrangiaan. Dit wordt gedaan door te koppelen aan het veld  $A_\mu$  waar die informatie van de fase in zit. De sterke waarmee  $\psi$  aan  $A$  zal koppelen is  $q$ .

Bij het opleggen van de lokale ijk invariantie gebeuren er 2 dingen. Er ontstaat een veld die informatie bevat over de lokale ijk en het veld moet kunnen koppelen met lading  $q$ . Dit zal ertoe leiden dat de lading (bv. elektromagnetische, kleur, zwakke lading) moet behouden worden.

Om te weten hoe het veld  $A$  transformeert moeten we nog 1 term toevoegen aan de Lagrangiaan, de elektromagnetische Lagrangiaan.

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi - q\bar{\psi}\gamma^\mu A_\mu\psi - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} \quad (208)$$

De betekenis van de 3 termen in de QED Lagrangiaan zijn in het zwart de beschrijving van de deeltjes, in het groen de beschrijving van het veld en in het rood de interactie tussen de deeltjes en het veld.

#### 8.4 Massa van de deeltjes

Laten we nu ook massa geven aan dat ijkveld dat we daarjuist hebben ingevoerd (komt overeen met massa aan het foton te geven). Dit kan gedaan worden door een massa term aan de Lagrangiaan toe te voegen.

$$\mathcal{L}_{QED} = \bar{\psi}(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi - q\bar{\psi}\gamma^\mu A_\mu\psi - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + \frac{1}{2}m_\gamma^2 A_\mu A^\mu \quad (209)$$

Wat hier opvalt is dat bosonen in hun massaterm een  $m^2$  hebben staan en de fermionen maar een  $m$ . De reden hiervoor was dat er problemen waren bij die kwadratische term voor spin 1/2 deeltjes. Voeren we nu de lokale ijk transformatie uit op deze term

$$\frac{1}{2}m_\gamma^2 A_\mu A^\mu \rightarrow \frac{1}{2}m_\gamma^2 (A_\mu - \partial_\mu \chi)(A_\mu - \partial_\mu \chi) \neq \frac{1}{2}m_\gamma^2 A_\mu A^\mu \quad (210)$$

We zien dat het ijk boson massaloos moet zijn om te voldoen aan de lokale ijk transformaties. Het massaloos zijn van het foton is een simpel voorbeeld van het Goldstone theorema. Dit theorema zegt dat voor eender welke lokale ijk invariantie je eist dat de ijkbosonen van deze velden massaloos moeten zijn. Wat nu met de  $SU(2)$  theorie? Deze heeft ijkbosonen die een massa hebben wat botst met dit theorema.

#### 8.5 Interagerende scalaire velden

Om dit probleem van de massaloze bosonen aan te pakken wordt er gekozen naar een scaleir veld met potentiaal  $V(\phi) = \frac{1}{2}\mu^2\phi^2 + \frac{1}{4}\lambda\phi^4$ . De Lagrangiaan is dus

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}(\partial_\mu\phi)(\partial^\mu\phi) - \frac{1}{2}\mu^2\phi^2 - \frac{1}{4}\lambda\phi^4 \quad (211)$$

Indien dat  $\lambda$  kleiner is dan 0 is er geen minimum.  $\lambda$  moet groter dan 0 zijn. Nemen we nu  $\mu^2 > 0$  dan is de eerste term van de Lagrangiaan de kinetische energie van het deeltje, de tweede de massa van het deeltje en de laatste term de zelf interactie term van het veld.

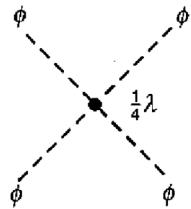


Figure 66: Feynman diagram van de zelf interactie van het scalaire veld

De potentiaal heeft enkel een minimum in  $\phi = 0$ .

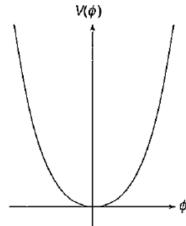


Figure 67: De hoed potentiaal met  $\mu^2 > 0$

Nemen we nu  $\mu^2 < 0$  krijgen we nu 2 minima in de potentiaal bij  $\pm v$ .

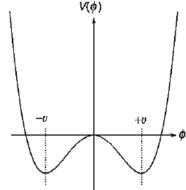


Figure 68: De hoed potentiaal met  $\mu^2 < 0$

De tweede term is nu geen massaterm meer en hebben we een massaloos deeltje dat beweegt in een bepaalde potentiaal. De vacuum toestand wat de laagste toestand is ligt bij  $\phi = \pm v = \pm \sqrt{\frac{-\mu^2}{\lambda}}$ . Dit is nu juist waar de symmetrie wordt gebroken. Nemen we nu de vacuum toestand bij  $\phi = +v$  (hier maken we een verschil tussen  $\pm v$  en breken we de symmetrie) is het mogelijk om  $\phi$  te herschrijven.

$$\phi(x) = v + \eta(x) \quad (212)$$

$\eta$  is hier de beschrijving van het deeltje in de put (hoeveel deze dus afwijkt van

$v$ ). Vullen we dit in in vergelijking (211) geeft het volgende

$$\begin{aligned}\mathcal{L} &= \frac{1}{2}(\partial_\mu\eta)(\partial^\mu\eta) - \frac{1}{2}\mu^2(v + \eta)^2 - \frac{1}{4}\lambda(v + \eta)^4 \\ &\downarrow \mu^2 = v^2\lambda \\ &= \frac{1}{2}(\partial_\mu\eta)(\partial^\mu\eta) - \lambda v^2\eta^2 - \lambda v\eta^3 - \frac{1}{4}\lambda\eta^4 + \frac{1}{4}\lambda v^4\end{aligned}\tag{213}$$

Wat we nu kunnen zien is een massief scalair veld met  $m_\eta = \sqrt{2\lambda v^2} = \sqrt{-2\mu^2}$  met 2 self interacties van het  $\eta$  veld.

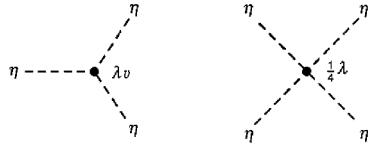


Figure 69: Zelf interacties van het  $\eta$  veld

De laatste term in de Lagrangiaan is een constante en omdat de Lagrangiaan altijd in afgeleides voorkomt in bewegingsvergelijking is deze term niet relevant.

## 8.6 Complexe scalaire velden

Introduceren we nu het complexe scalaire veld en de Lagrangiaan dat dat hierbij hoort.

$$\begin{aligned}\phi &= \frac{1}{\sqrt{2}}(\phi_1 + i\phi_2) \\ \mathcal{L} &= (\partial_\mu\phi)^*(\partial^\mu\phi) - \mu^2(\phi^*\phi) - \lambda(\phi^*\phi)^2\end{aligned}\tag{214}$$

De hoed potentiaal zal in deze omstandigheden geroteerd worden rond de as loodrecht op het  $\phi_1\phi_2$  vlak.

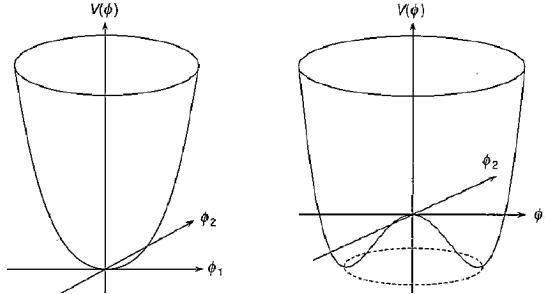


Figure 70: Complexe uitbreiding van de hoed potentiaal

Deze zal in dit geval invariant zijn onder de globale  $U(1)$  transformatie  $\phi \rightarrow e^{i\alpha}\phi$ . Voor  $\mu^2 < 0$  krijgen we nu een ring van minima bij

$$\phi_1^2 + \phi_2^2 = -\frac{\mu^2}{\lambda} = v^2 \quad (215)$$

We kiezen de vacuum toestand bij  $(\phi_1, \phi_2) = (v, 0)$  wat de globale  $U(1)$  symmetrie spontaan zal breken. Expanderen we deze vacuum toestand en vullen we deze in de Lagrangiaan in dan krijgen we uiteindelijk:

$$\begin{aligned} \phi_1(x) &= \eta(x) + v \\ \phi_2(x) &= \xi(x) \\ \mathcal{L} &= \frac{1}{2}(\partial_\nu \eta)(\partial^\mu \eta) + \frac{1}{2}(\partial_\nu \xi)(\partial^\mu \xi) - V(\eta, \xi) \\ V(\eta, \xi) &= -\frac{1}{4}\lambda v^4 + \lambda v^2 \eta^2 + \lambda v \eta^3 + \frac{1}{4}\lambda \eta^4 + \frac{1}{4}\lambda \xi^4 + \lambda v \eta \xi^2 + \frac{1}{2}\lambda \eta^2 \xi^2 \end{aligned} \quad (216)$$

Uit al deze termen kunnen we een aantal elementen waarnemen. Er is een scalair veld aanwezig met massa  $m_\eta = \sqrt{2\lambda v^2}$  en een massaloos scalair veld  $\xi$ . Zoals te zien in de potentiaal kunnen deze 2 velden aan zelf interacties doen. Deze interacties komen overeen met de volgende diagrammen.

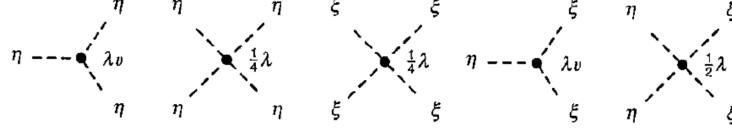


Figure 71: Zelf interactie diagrammen van complex scalair veld

Het massaloze deeltje komt overeen met de perturbatie van het deeltje langs de cirkel van minima. Om zich hierlangs te verplaatsen is er geen extra energie nodig en wil dit dus zeggen dat het massaloos is.

### 8.6.1 Lokale ijk symmetrie

Gaan we nu over van de globale symmetrie naar de lokale  $U(1)$  symmetrie moeten we de covariante afgeleide terug invoeren.

$$\begin{aligned} \phi(x) &\rightarrow \phi'(x) = e^{ig\chi(x)}\phi(x) \\ \partial_\mu &\rightarrow D_\mu = \partial_\mu + igB_\mu \\ B_\mu &\rightarrow B'_\mu = B_\mu - \partial_\mu \chi(x) \end{aligned} \quad (217)$$

We voeren hier in essentie hetzelfde uit als sectie 8.3 maar dan voor deeltjes met een andere potentiaal. Hierbij hebben we bij het vervangen van de afgeleide door een de covariante afgeleide terug een extra vector veld  $B_\mu$  toegevoegd die de informatie zal dragen van de lokale fases. De Lagrangiaan wordt nu

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= -\frac{1}{4}F^{\mu\nu}F^{\mu\nu} + (\partial_\mu \phi)^*(\partial^\mu \phi) - \mu^2 \phi^2 - \lambda \phi^4 \\ &- igB_\mu \phi^*(\partial^\mu \phi) + ig(\partial_\mu \phi)^* B^\mu \phi + g^2 B_\mu B^\mu \phi^* \phi \end{aligned} \quad (218)$$

Hier krijgen we terug een aantal extra termen in de Lagrangiaan. We zien dat een massaloos ijkveld  $F^{\mu\nu} = \partial^\mu B^\nu - \partial^\nu B^\mu$  is toegevoegd. De derde laatste toont ook dat dit massaloos ijkveld zal interageren met  $\phi$ . Werken we de symmetrie breking bij  $\mu^2 < 0$  uit met  $\phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}}(v + \eta(x) + i\xi(x))$  vinden we een nieuwe Lagrangiaan

$$\begin{aligned}\mathcal{L} = & \frac{1}{2}(\partial_\nu \eta)(\partial^\nu \eta) + \lambda v^2 \eta^2 + \frac{1}{2}(\partial_\nu \xi)(\partial^\nu \xi) - V_{int}(\eta, \xi, B) \\ & - \frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu} + \frac{1}{2}g^2 v^2 B_\mu B^\mu + gvB_\mu(\partial^\mu \xi)\end{aligned}\quad (219)$$

In het rood vinden we de beschrijving van het scalair veld  $\eta$  dat massief is geworden, in het blauw een massaloos scalaire veld  $\xi$ , in het groen de interacties tussen  $\eta$ ,  $\xi$  en  $B$ , in oranje het massieve  $B$  veld en ten laatste in het paars een directe koppeling van het  $B$  veld met het  $\xi$  veld. Maar wat is de laatste term nu? Deze klopt niet echt. Het is mogelijk om van deze term af te geraken door een specifieke ijk te kiezen en van daar alles te interpreteren. De ijk die we hier opleggen noemen we de unitaire ijk,  $\chi(x) = -\xi(x)/gv$ . De complexe term van de golffunctie wordt door deze ijk opgenomen door  $v$  en geeft  $\phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}}(v + \eta(x)) \equiv \frac{1}{\sqrt{2}}(v + h(x))$ . Hierdoor komt  $\xi(x)$  niet meer expliciet voor in de Lagrangiaan maar deze zal wel voorkomen in de transformaties  $B_\mu(x) \rightarrow B'_\mu(x) - B_\mu(x) + \frac{1}{gv}\partial_\mu \xi(x)$ .

$$\begin{aligned}\mathcal{L} = & \frac{1}{2}(\partial_\nu h)(\partial^\nu h) + \lambda v^2 h^2 - \frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu} + \frac{1}{2}g^2 v^2 B_\mu B^\mu \\ & + g^2 v B_\mu B^\mu h + \frac{1}{2}g^2 B_\mu B^\mu h^2 - \lambda v h^3 - \frac{1}{4}\lambda h^4\end{aligned}\quad (220)$$

Hierbij zijn de  $\eta$  termen vervangen door Higgs termen. We hebben nog steeds het  $B$  veld en de directe koppeling van  $B$  en  $\xi$  is verdwenen. De  $\xi$  termen zijn als het ware opgesloten door het  $B$  veld. Zo bekomen we een Lagrangiaan die 2 massieve velden beschrijft met hun onderlinge interacties daarbij. De massa van deze velden zijn  $m_B = gv$  en  $m_h = \sqrt{2\lambda}v$ .

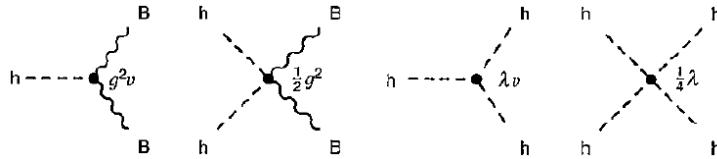


Figure 72: Interactie diagrammen van de velden bij de unitaire ijk

## 8.7 Het standaard model scalair

In het standaard model hebben we natuurlijk niet alleen lokale  $U(1)$  ijk symmetrie maar hebben we eerder een lokale  $SU(2)_L \times U(1)_Y$  ijk symmetrie. Deze

zullen opbreken in 3 massieve velden  $W^+$ ,  $W^-$  en  $Z$ . Om dit te doen hebben we een scalair veld nodig met 4 vrijheidsgraden.

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^- \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix} \quad (221)$$

Indien je dit helemaal zou uitwerken (zie Thomson) kan je de verschillende massa's voor de deeltjes:  $m_W = \frac{1}{2}gv$ ,  $m_A = 0$ ,  $m_Z = \frac{1}{2}v\sqrt{g^2 + g'^2}$  en  $m_h = \sqrt{2\lambda}v$ . Uit experimenten is het mogelijk om de massa's van deze deeltjes te bepalen en is het mogelijk om andere parameters te berekenen. Zo komt uit  $m_W$  en  $g$  dat het vacuum  $v = 246\text{GeV}$  is. De reden hiervoor weten we niet. Uit  $m_W$  en  $m_Z$  kunnen we zoals we eerder al gezien hebben de Weinberg hoek  $\theta_W$  bepalen. Het was uit de theorie nog niet mogelijk om de massa van het Higgs boson te bepalen omdat er nog een onbekende  $\lambda$  was.

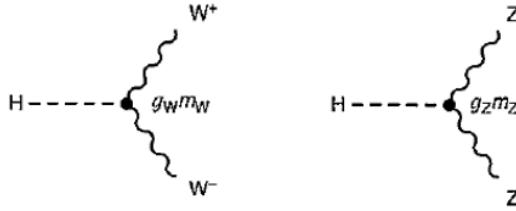


Figure 73: Koppeling van  $W$  en  $Z$  aan het Higgs veld

Voor de koppelingsconstante van deze deeltjes hebben we  $g_W = g$ ,  $g_Z = \frac{g}{\cos \theta_W}$  en zien we dat de koppeling van het  $W$  en  $Z$  boson aan het Higgs veld zullen afhangen van hun massa.

**Het is hier niet de bedoeling om de Lagrangianen volledig te kunnen afleiden op het examen zoals hier is gedaan, het is veel belangrijker om de Lagrangianen te kunnen interpreteren en er de fysische betekenissen van kunnen geven.**

## 8.8 Fermion massa's

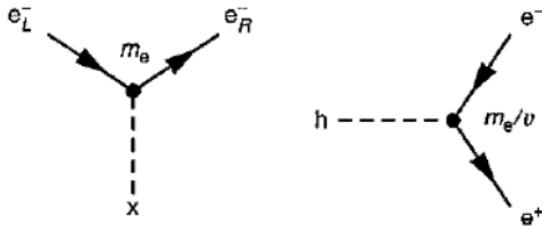


Figure 74: Koppeling van fermionen aan het Higgs veld

Zoals de  $W$  en  $Z$  bosonen krijgen de fermionen ook massa door te koppelen aan het Higgs boson. De koppelingsconstante tussen deze 2 is gegeven door

$g_f = \sqrt{2} \frac{m_f}{v} = \frac{m_f}{\sqrt{2} m_W} g$ . Deze koppelingen zitten echter niet verwerkt in het Standaard Model. Deze moeten gemeten worden:

$$\begin{aligned} g_t &= 0.997 \pm 0.006 \\ g_e &\approx 3 \cdot 10^{-6} \\ g_\nu &\leq 10^{-12} \end{aligned} \tag{222}$$

Je kan ook inzien dat bij het interageren van fermionen met het Higgs veld (eerste diagram in figuur 74) gaat via links en rechts chirale deeltjes wat de koppeling tussen neutrinos en het Higgs veld onmogelijk zal maken.

Vroeger was de vraag waarom de top quark zo zwaar was. Dit is eigenlijk de normaal en moeten we ons af vragen waarom de andere fermionen zo licht koppelen aan het Higgs veld.

## 8.9 Higgs verval

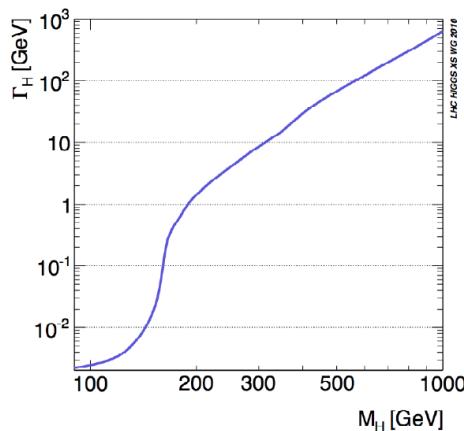


Figure 75: Verval breedte van het Higgs boson in functie van zijn massa

Nu we een model hebben voor het Higgs boson is het natuurlijk ook belangrijk om na te gaan of deze ook echt klopt. Het nagaan van de theorie doen we natuurlijk aan de hand van experimenten waar we dat Higgs boson moeten kunnen waarnemen. Het Higgs boson heeft meerdere verval kanalen met elk hun typische karakteristieken.

- $H \rightarrow f\bar{f}$ : De vervalbreedte van deze fermion vervalkanalen hangen door de massa afhankelijkheid van de koppelingsconstante ook af van de massa's van de interagerende deeltjes,  $\Gamma(H \rightarrow f\bar{f}) \propto m_f^2 m_H$ . Behalve als  $m_H > 2m_t$  (wat heel onwaarschijnlijk is vanwege de grote massa van het top quark) is zal het sterkste fermionisch verval kanaal gegeven worden door  $b\bar{b}$ .

- $H \rightarrow WW$ : Het Higgs boson koppelt ook sterk aan de  $W$  bosonen met  $\Gamma(H \rightarrow WW) \propto m_H^3$  als  $m_H \gg 2m_W$ . Daarentegen als  $m_H < 2m_W$  moet minstens 1  $W$  off-shell zijn wat onderdrukt zal worden.
- $H \rightarrow ZZ$ : Als hier terug  $m_H \gg 2m_Z$  krijgen we  $\Gamma(H \rightarrow ZZ) \propto \Gamma(H \rightarrow WW)/2$ .
- $H \rightarrow \gamma\gamma$  en  $H \rightarrow gg$ : Niet op boom level wat we later bekijken.

De totale verval breedte van het Higgs boson wordt gegeven door  $\Gamma_{tot} = \sum_X \Gamma(H \rightarrow XX)$  en kan geplot worden in functie van de massa van het Higgs boson. Onder de 150GeV is  $\Gamma_H$  klein omdat er niet veel mogelijke verval kanalen zijn. Vanaf je aan de 180GeV komt is het mogelijk om 2  $W$  bosonen aan te maken en vergroot  $\Gamma_H$  significant. Als je kijkt bij  $m_H = 1000\text{GeV}$  is zijn breedte even groot en zou het experimenteel onmogelijk zijn om deze waar te nemen. In figuur 76 worden de waarschijnlijkheden gegeven om het Higgs te laten vervallen naar een specifiek kanaal. Hier wordt bevestigd dat bij lage energie  $b\bar{b}$  overheerst en vanaf  $\pm 150\text{GeV}$  zal  $WW$  verval overnemen. Een interessante opmerking is dat de waarschijnlijkheid van het  $Z$  boson een dip zal ondervinden bij de  $W$  resonantie.

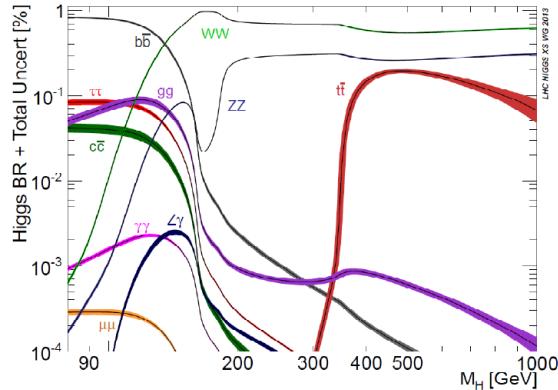


Figure 76: Waarschijnlijkheid van de verschillende Higgs verval kanalen

We zien ook nog dat  $gg$  en  $\gamma\gamma$  een bijdrage zal geven tot de vervalbreedte wat niet zou mogen omdat deze niet binden aan het Higgs boson. In het LEP was het maar mogelijk om metingen te doen tot 130GeV. In tabel 12 kan je de waarschijnlijkheden vinden waarin het Higgs zou vervallen als  $m_H = 125\text{GeV}$  is.

### 8.9.1 Higgs verval naar $\gamma\gamma$ en $gg$

Kijken we nu hoe het Higgs boson toch kan vervallen naar de massaloze bosonen die niet koppelen met het Higgs boson. De feynman diagrammen voor deze vervallen worden gegeven in figuur 77.

Table 12: Verval waarschijnlijkheid van Higgs bij  $m_h = 125\text{GeV}$

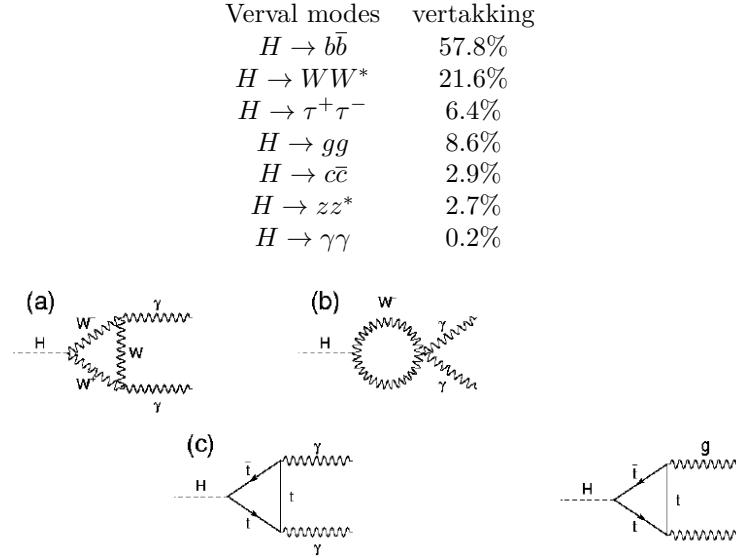


Figure 77: Diagrammen van het Higgs verval naar massaloze bosonen

Alle informatie van alle deeltjes zal beschreven worden in de lussen. Indien er nog een zwaarder quark zou bestaan dan de top quark zou deze ook een bijdrage leveren. Deze diagrammen zullen nog steeds maar een kleine bijdrage aan de totale vervalbreedte. Dit wil zeggen dat er maar een kleine hoeveelheid fotonen worden aangemaakt. De reden waarom we hier zo geïnteresseerd zijn is omdat fotonen zo makkelijk te detecteren zijn in tegenstelling tot de bottom quarks die zo overvloedig aanwezig zijn. Over het waarnemen van de Higgs bosonen zullen we later verder op in gaan.

## 8.10 Higgs productie

Het produceren van Higgs bosonen is een hele taak op zichzelf. In de  $e^+e^-$  colliders is het in essentie mogelijk dat het elektron en positron annihielen in elkaar ( $e^+e^- \rightarrow H$ ) maar dit is zo goed als onmogelijk vanwege de massa van het elektron. Wat wel een mogelijkheid zal zijn om Higgs bosonen aan te maken noemen we “Higgs-strahlung”.



Figure 78: Diagrammen van Higgs-strahlung

Deze Higgs-strahlung kan ook gedaan worden met quarks en kan naast het gebruik van een  $Z$  boson ook een  $W$  boson gebruikt worden. Dit wordt ook wel geassocieerde productie van het Higgs bij een vector boson genoemd. Een andere mogelijkheid om Higgs bosonen te maken is de vector-boson fusie. Dit zal vooral voorkomen bij quarks maar is technisch gezien ook mogelijk bij het botsen van elektronen.

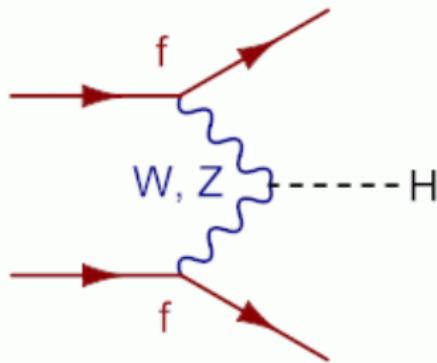


Figure 79: Feynman diagram voor vector-boson fusie

Hier stralen 2 verschillende quarks een  $W$  of  $Z$  uit om te combineren tot een Higgs boson. Nog een andere mogelijkheid die enkel mogelijk is bij hadron colliders is de  $t\bar{t}$  fusie. Hier vervallen 2 gluonen tot  $t\bar{t}$  paren waar de centrale  $t\bar{t}$  zullen annihielen tot een Higgs boson.

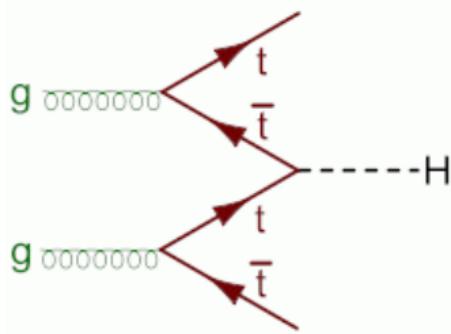


Figure 80: Feynman diagram voor  $t\bar{t}$  fusie

Dit is een heel handige vorm van Higgs productie omdat de top quarks en Higgs boson makkelijk te onderscheiden zijn. Ten laatste hebben we nog een productie die enkel mogelijk is in hadron colliders. De gluon-gluon fusie waar enkel een Higgs boson zal aangemaakt worden.

Kijken we nu eens naar de werkzame doorsneden van al deze processen in een hadron collider indien we de massa van het Higgs boson nog niet weten. In

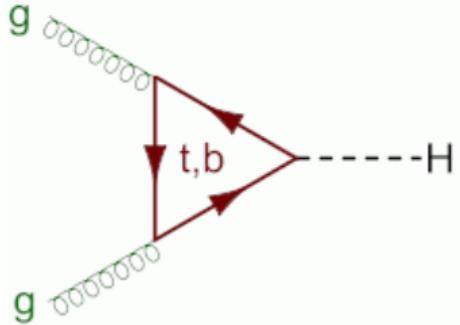


Figure 81: Feynman diagram voor gluon gluon fusie

figuur 82 worden de werkzame doorsneden van alle producties uitgezet in functie van de massa van het Higgs boson.

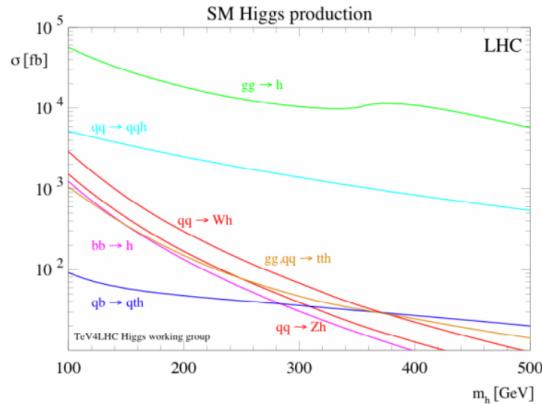


Figure 82: Werkzame doorsneden van Higgs productie in functie van zijn massa

Belangrijk om op te merken hier is dat de werkzame doorsneden hier de eenheid femtobarn gebruiken wat heel klein is. Het is duidelijk dat de gluon gluon fusie het belangrijkste kanaal zal zijn. Op de 2de plaats vinden we de vector-boson fusie.

## 8.11 De zoek voor het Higgs boson

De initiële zoektocht naar het Higgs boson is begonnen in het LEP. Dit is dus de geassocieerde productie  $e^+e^- \rightarrow Z + H$ . Eens het Higgs aangemaakt is zal het voornamelijk vervallen naar  $b$  quarks ( $H \rightarrow b\bar{b}$ ) en het  $Z$  boson zal vervallen in 3 mogelijke combinaties  $Z \rightarrow l^+l^-, \nu\bar{\nu}, q\bar{q}$ . Het probleem bij deze opstelling is dat er een sterke achtergrond zal zijn voor  $e^+e^- \rightarrow Z + Z^*$  waarbij het virtueel boson vervalt naar  $Z^* \rightarrow b\bar{b}$ . De maximale hoeveelheid energie dat aangemaakt kan worden in het LEP is  $\sqrt{s} = 209\text{GeV}$ . Nemen we hiervan dan nog eens de

massa van het  $Z$  boson af kunnen we maar zoeken naar een Higgs boson met een massa kleiner dan  $m_H < \sqrt{s} - m_Z = 118\text{GeV}$ . In de praktijk valt nog een kleine hoeveelheid weg door waarnemings thresholds en zou de massa van het Higgs kleiner moeten zijn dan  $114\text{GeV}$ .

Schakelen we over naar het Tevatron en LHC waar we veel hogere energieën kunnen bereiken. Kijken we eerst naar het Tevatron waar  $p\bar{p}$  of in essentie een quark en antiquark zullen botsen met elkaar. Het grote nadeel voor de hadron colliders is natuurlijk dat deze een grote hoeveelheid achtergrond creëren. Om deze achtergrond een beetje te proberen omzeilen kijken we het liefst naar de geassocieerde productie van Higgs bosonen. Dit omdat we hier een  $t\bar{t}$  of een  $W$  of een  $Z$  wordt aangemaakt die we dan kunnen gebruiken als tags. De verschillende vervalmodes zijn:

- $b\bar{b}$ : deze is geprefereerd maar is moeilijk om waar te nemen in hadron colliders omdat er duizenden mogelijkheden zijn om deze aan te maken.
- $\tau^+\tau^-$ : iets minder moeilijk maar nog steeds moeilijk omdat je het  $\tau$  zelf niet ziet vanwege zijn korte levensduur.
- $W^+W^-$ : dit is een heel mooie vervalmode met  $l_1\nu l_2\nu$  en krijg je een elektron positron paar met tegengestelde impulsen. Jammer genoeg is dit moeilijk te reconstrueren vanwege de 2 onbekende impulsen van deneutronen.
- $ZZ^* \rightarrow l_1^+ l_2^- l_3^+ l_4^-$ : Dit is het gouden kanaal omdat deze heel makkelijk te reconstrueren zijn tot het reële en virtuele  $Z$  boson.
- $\gamma\gamma$ : ondanks heel onwaarschijnlijk te zijn is dit toch interessant vanwege de makkelijke detectie.

Om dit alles goed uit te voeren is het nodig een zoek criterium in te voeren. Voor een gegeven  $m_H$  moeten de volgende stappen ondernomen worden:

1. Criterium selecteren: Kijk ik naar  $2\gamma$ 's of naar 4 leptonen uit  $ZZ^*$ ?
2. Tel alle mogelijke kandidaten voor dit criterium bij bepaalde  $m_H$ .
3. Vergelijk deze tot de verwachte Standaard Model achtergrond. Dit zijn dus alle mogelijke processen om bijvoorbeeld  $\gamma$ 's te creëren.
4. Gebruik de statistieken om de probabilitet te berekenen dat dit een Higgs deeltje is.
5. Zo hebben we het aantal Higgs deeltjes waar we 95% zeker van zijn dat ze een Higgs deeltje zijn:  $N_{95}$ .
6. Bereken de cross sectie hiervan:  $\sigma_{95} = N_{95}/(\epsilon \cdot \mathcal{L})$ .
7. Vergelijk dit met de theorie:  $R_{95} = \frac{\sigma_{95}}{\sigma_{SM}}$ . Hierbij is  $\sigma_{SM}$  de werkzame doorsnede die we verwachten uit de theorie.

Als  $R < 1$  dan zijn we met 95% kans zeker dat de gemeten werkzame doorsnede kleiner is dan de theorie en hebben we 95% kans dat er geen Higgs zal zijn bij deze massa.

Heel belangrijk bij deze experimenten is om een grote hoeveelheid evenementen te bekijken zodat de werkzame doorsnede van de 95% kan uitmiddelen tegenover de achtergrond. Indien dit niet gedaan wordt is de waarde van  $R$  zo groot dat deze irrelevant zijn.

Bekijken we eerst de resultaten die gevonden zijn in het Tevatron. Indien de massa van het Higgs boson tussen 100 – 120GeV uit  $H \rightarrow b\bar{b}$  en tussen 139 – 184GeV uit  $H \rightarrow WW$  zou liggen zou deze met het Tevatron zeker waargenomen worden. In figuur 83 zou die curve  $R$  onder 1 moeten komen liggen als deze er niet zou liggen. Indien deze daar wel zou liggen zou in de experimenten  $R$  boven 1 moeten blijven liggen en ontstaat er een excess tussen de vooraf verwachte (berekende) stippellijn en de experimentele waardes. In de werkelijkheid heeft het Tevatron het Higgs boson enkel kunnen uitsluiten voor massa's tussen 100 – 103GeV en 147 – 180GeV die weergegeven worden met de groene zones. De reden waarom het niet kon uitgesloten worden voor de energieën daartussen is door de overgang van het dominerende verval kanaal van het Higgs en de achtergrond proportioneel veel groter zal zijn in deze zones (zie figuur 76).

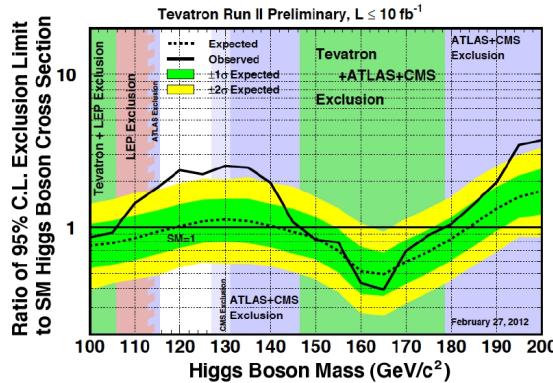


Figure 83:  $R$  in functie van de Higgs massa in het Tevatron experiment

Op de verwachte waarde (stippellijn) hebben we natuurlijk een bepaalde zekerheid dat ze correct zijn. De groene en gele zones rond de verwachte lijnen geven de  $1\sigma$  en  $2\sigma$  waarschijnlijkheid weer. Indien er weldegelijk een Higgs boson aanwezig zou zijn moet er een excess zijn tussen de experimentele waardes en de voorspelde waarden. Dit omdat de voorspelde waarden voor  $R$  bij het meten van meer experimenten enkel kan dalen maar de experimentele  $R$  naar 1 zal moeten gaan omdat de experimentele werkzame doorsnede naar de werkzame doorsnede van het Standaard Model zal convergeren. Het Tevatron zegt dus dat er iets zal zitten rond die 124GeV waar we het Higgs nu juist verwachten. Dit excess van  $\pm 2.5\sigma$  is deze niet groot genoeg om het Higgs boson als ontdekt te beschouwen. Eén van de grote redenen hiervoor is de breedte van het excess.

Dit is zuiver uit experimentele limitaties. We hebben dus detectoren nodig die een betere resolutie hebben en maar data kunnen generen.

Hier komt het LHC dan in het beeld met een hogere  $\sqrt{s}$  waardoor het makkelijker is om Higgs bosonen aan te maken en een hogere  $\mathcal{L}$  waardoor zo goed als even veel evenementen kunnen uitgevoerd worden in 1 dag als er evenementen in een jaar kunnen aangemaakt worden in het Tevatron. Na een jaar experimentele data te verzamelen in het LHC krijgen we de resultaten weergegeven in figuur 84.

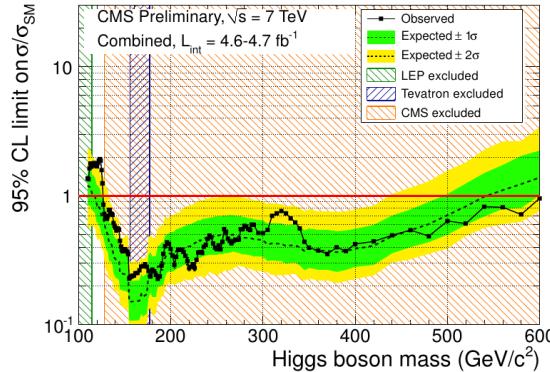


Figure 84:  $R$  in functie van de Higgs massa

Zoals we hebben gezien in het Tevatron is er in het gebied rond 125GeV terug een exces. Alles boven de 130Gev kan nu uitgesloten worden. Blazen we dit exces nu even op in figuur 85 zien we dat het Higgs boson zou liggen bij de 124GeV wat niet echt een verrassing was.

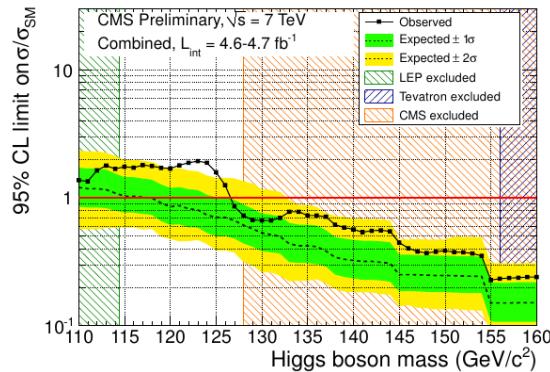


Figure 85: Zoom van figuur 84 rond het exces

Terug een jaar later wordt onderzocht hoe de werkzame doorsnede zich gedraagt in functie van de massa. Hier worden in figuur 86 in de rode stippelijn de verwachte werkzame doorsnedes gegeven met hun waarschijnlijkheid

en in de volle rode lijn de experimentele werkzame doorsneden gegeven.

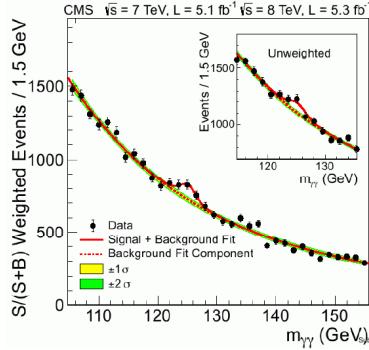


Figure 86: Werkzame doorsneden van de voorspellingen en het experiment in functie van  $m_H$

Omdat we weten uit het LEP en Tevatron dat het Higgs in bepaalde gebieden niet kon zitten konden we een bleit (geen idee hoe ik dit moet schrijven) analyse gedaan om er zeker van te zijn dat we geen bias hebben in de onderzoeks methode. De gegevens werden initieel enkel geanalyseerd in de zones waar we wisten dat het Higgs niet zat om na te gaan dat alles klopt. Nu we weten dat onze analyse klopt kunnen we met dezelfde analyse kijken naar het gebied waar het Higgs wel verwachten. Uit deze analyse zien we dan uiteindelijk met een groot genoeg excess dat het Higgs bij  $m_H = 124$  GeV ligt. **Intermezzo:** Het verschil tussen de **weighted** en **unweighted** resultaten is de efficientie of het  $\gamma\gamma$  dat gemeten is echt wel een  $\gamma\gamma$  was en geen elektron of positron.

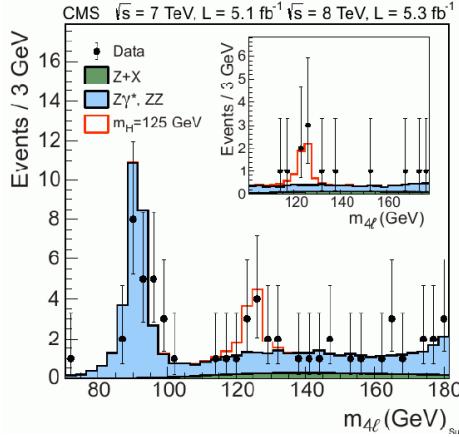


Figure 87: Ontdekking van het  $H$  aan de hand van zijn  $ZZ^*$  verval

Deze resultaten waren tot nu toe altijd voor het  $\gamma\gamma$  verval. Dezelfde resultaten zijn gevonden voor het Higgs verval naar 2  $Z$  bosonen (figuur 87).

Dit kan voor alle andere verval kanalen ook gedaan worden en als we deze samen plaatsen krijgen we mooi 1 piek.

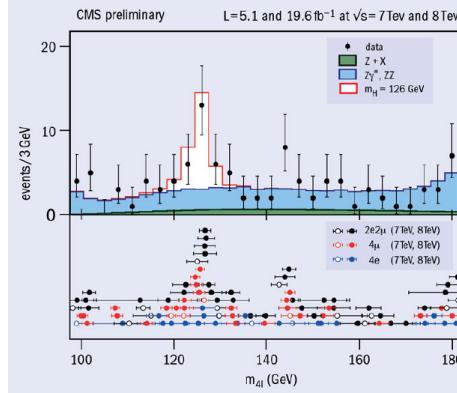


Figure 88: Ontdekking van het  $H$  voor alle verval kanalen samen

## 8.12 Eigenschappen van het nieuwe deeltje

De massa van het Higgs boson is  $m_H = 125.8 \pm 0.4(\text{stat}) \pm 0.4(\text{syst})\text{GeV}$  en de koppeling met verschillende deeltjes kan je vinden in figuur 89.

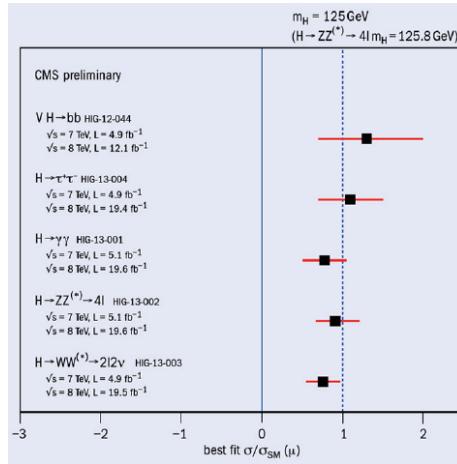


Figure 89: Koppeling van  $H$  aan verschillende deeltjes

Zetten we deze koppeling nu uit in functie van de koppeling aan fermionen en aan vector bosonen. Het Higgs boson is gemaakt om te koppelen aan de vector bosonen maar is niet verplicht om te koppelen aan de fermionen m.a.w. een fermiofoob deeltje. Indien dit zo zou zijn was dat zalig geweest en moesten we

een nieuwe vorm vinden om massa te geven aan de fermionen. Jammer genoeg is dit niet het geval en zal deze wel koppelen met fermionen en deze massa geven aan hun.

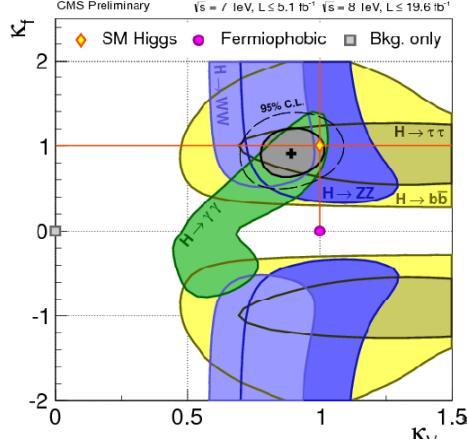


Figure 90: Koppeling van H aan vector bosonen en fermionen

Uit de theorie hebben we gezien dat de koppelingsconstante tussen H en andere deeltjes lineair af moeten hangen van hun massa. In figuur 91 wordt deze gemeten relatie mooi weergegeven.

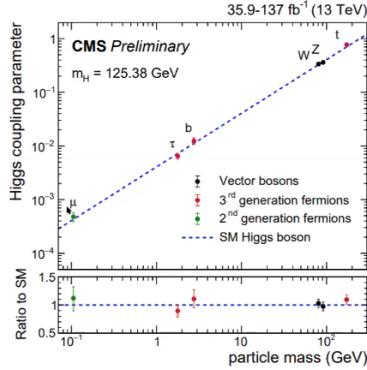


Figure 91: Relatie tussen de koppeling van H en de massa van het koppelende deeltje

Het Higgs deeltje doet dus exact wat we verwachten wat leuk is maar toch spijtig omdat we geen hints krijgen voor enige verdere fysica.

Uit het verval van he Higgs naar 2 fotonen weten we direct het een boson is. Om na te gaan dat het een scalar boson is met spin 0 moet er analyse gedaan worden van de hoek distributies.

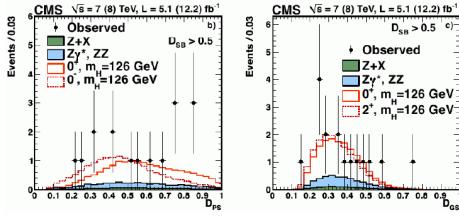


Figure 92: Hoek distributies van het Higgs boson

Uit verdere analyse kan ingezien worden dat dit een scalair boson moet zijn (0+ in figuur).

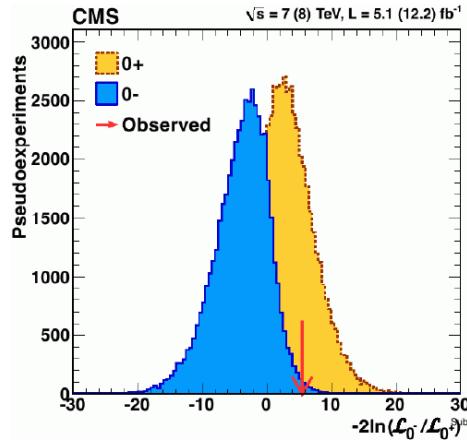


Figure 93: Nagaan of  $H$  een scalair of pseudoscalair boson is

## 9 Meson mixing en oscillaties

### 9.1 2-state systemen

Meson mixing is niets meer dan gewone kwantummechanica. Als 2 toestanden dezelfde kwantumtoestanden binnen de behoudswetten zullen deze 2 toestanden opmengen met elkaar, in essentie zijn dit dezelfde toestanden. Hebben we  $A$  en  $B$  als 2 zo een toestanden dan krijgen we

$$\begin{aligned} A &\leftrightarrow B \\ |\phi\rangle &= c_a |\phi_a\rangle + c_b |\phi_b\rangle \\ |\phi|^2 &= |c_a|^2 + |c_b|^2 \end{aligned} \tag{223}$$

Hierbij is de uiteindelijke golffunctie van deze 2 deeltjes een opmenging van de 2. De waarschijnlijkheden voor het ene of andere deeltje kunnen afhangen van de

tijd en zullen dus oscilleren. Een opmerking hierbij is dat bijvoorbeeld een elektron niet in een positron zal kunnen oscilleren vanwege het behoud van lading. Voor de oscillatie tussen het proton en neutron is dit iets ingewikkelder. Alle krachten behalve de zwakke interactie behouden de isospin en zullen dus niet in elkaar oscilleren. Dit is niet het geval bij de zwakke interactie die deze deeltjes met veel plezier zal laten overgaan. Zo is het alleen mogelijk dat deeltje/antideeltjes in elkaar kunnen overgezet worden waarbij behoud van massa lettend op overlappende breedtes ook behouden moet worden. Daarboven moet de lading ook behouden worden en houden we enkel neutrale toestanden over zoals neutrale mesonen en neutrinos.

## 9.2 Meson mixing

Met de restricties hierboven opgenoemd zijn er nog maar een aantal mogelijke meson opmengingen. Deze zijn:

$$\begin{array}{ll} |K^0\rangle = |d\bar{s}\rangle & |\bar{K}^0\rangle = |\bar{d}s\rangle \\ |D^0\rangle = |c\bar{u}\rangle & |\bar{D}^0\rangle = |\bar{c}u\rangle \\ |B_d^0\rangle = |db\rangle & |\bar{B}_d^0\rangle = |\bar{d}b\rangle \\ |B_s^0\rangle = |s\bar{b}\rangle & |\bar{B}_s^0\rangle = |\bar{s}b\rangle \end{array} \quad (224)$$

De onderindex  $d$  of  $s$  bij het  $B$  meson wijst op het hebben van een  $d$  of  $s$  quark. De reden waarom  $\pi^0 = |u\bar{u}\rangle$  hier niet bij zit, is omdat dit dezelfde quarks zijn bij uitwisseling. Historisch zagen we dat  $\bar{K}^0$  en  $K^0$  vervallen in 2 en 3 pionen wat zou zeggen dat de pariteit van dit meson zowel  $\pm 1$  is.

$$\begin{aligned} \bar{K}^0/K^0 \rightarrow & 2\pi \quad P = CP = +1 \\ \rightarrow & 3\pi \quad P = CP = -1 \end{aligned} \quad (225)$$

Deze oscillaties gebeuren door 2 zwakke wisselwerkingen,  $K^0 \leftrightarrow (2/3)\pi \leftrightarrow \bar{K}^0$ . Dit is het oude beeld dat we hiervan hebben.

## 9.3 Box diagrammen

Vandaag de dag weten we dat deze kaonen bestaan uit elk 2 quarks die aan de hand van  $W$  bosonen zullen uitwisselen.

Zoals je kan zien is dit een 2de orde zwakke wisselwerkingen wat natuurlijk heel onwaarschijnlijk maar niet onmogelijk is en de pariteit zal geschonden worden. Wat van groot belang is dat we intermediair naast de  $W$  bosonen ook een quark of antiquark hebben. We zijn hier dus met andere woorden gevoelig voor de koppeling tussen  $d$  of  $s$  en  $u$ ,  $c$  of  $t$ . Dit is iets waar we vandaag de dag nog veel onderzoek naar doen. Op dit moment gaan we er nog van uit dat de  $CP$  pariteit behouden is.

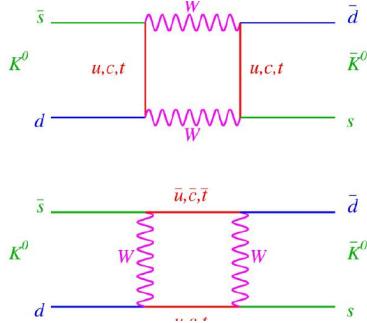


Figure 94: Box diagrammen van de kaon oscillaties

#### 9.4 Mixen

We gaan er hier van uit de  $CP$  nog behouden is maar zien in dat  $\bar{K}^0$  en  $K^0$  niet de correcte eigentoestanden zijn omdat deze in elkaar worden omgezet.

$$CP |K^0\rangle = |\bar{K}^0\rangle \quad CP |\bar{K}^0\rangle = |K^0\rangle \quad (226)$$

Het vervallen naar 2 verschillende hoeveelheden pionen is nu geen probleem meer omdat dit niet eens eigentoestanden zijn van  $CP$  maar wel van  $P$ . Om correct te vervallen naar 2 of 3 pionen die  $CP$  pariteit volgen moeten we ook voor de kaonen  $CP$  eigentoestanden bepalen.

$$\begin{aligned} |K_1^0\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} [|K^0\rangle + |\bar{K}^0\rangle] \quad CP = +1 \\ |K_2^0\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} [|K^0\rangle - |\bar{K}^0\rangle] \quad CP = -1 \end{aligned} \quad (227)$$

Dit kan ook nog herschreven worden tot

$$\begin{pmatrix} |K_1^0\rangle \\ |K_2^0\rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} |\bar{K}^0\rangle \\ |K^0\rangle \end{pmatrix} \quad (228)$$

$$\begin{pmatrix} |m_1\rangle \\ |m_2\rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} |s_1\rangle \\ |s_2\rangle \end{pmatrix}$$

Dit zal dus een relatie geven tussen de massa eigentoestanden die vrij kunnen rond bewegen en de symmetrie eigentoestanden met definierte strangeness. In dit geval is de  $\theta = 45^\circ$ . In essentie zijn de  $s$  eigentoestanden van de sterke wisselwerking die de kaonen maakt en de  $m$  eigentoestanden van de zwakke wisselwerking die zullen vervallen naar de pionen.

Hierbij moet de  $CPT$  nog steeds behouden zijn wat wil zeggen dat  $m(\text{part}) = m(\bar{\text{part}})$  of de  $m(K^0) = m(\bar{K}^0)$  moet zijn. Maar de  $|\bar{K}_1^0\rangle \neq |K_2^0\rangle$  en dat de massas niet perse gelijk moeten zijn aan elkaar. De massa van het kaon zal dus afhangen van hoe we er naar kijken, met de zwakke of sterke wisselwerking.

## 9.5 Oscillaties

Tijdens de oscillatie zal de massa eigentoestand propageren:  $m_i(t) = m_i(0)e^{-i(m_i - i\frac{\Gamma_i}{2})t}$ .

Hierbij wordt verondersteld dat de kaonen stil staan en een massa hebben. De 2de term in de exponent geeft de vervalsgesnelheid van de massatoestanden naar pionen terug.

Bekijken we nu het voorbeeld waar op tijdstip  $t = 0$  een pure  $s_2$  toestand wordt waargenomen. Dit komt overeen met  $s_1(0) = 0, s_2(0) = 1$ . Indien we deze toestanden nu stabiel beschouwen hebben we  $\Gamma_i = 0$  en krijgen we voor de massa toestanden:

$$\begin{aligned} s_1(0) &= m_1(0) \cos \theta - m_2(0) \sin \theta = 0 \\ s_2(0) &= m_1(0) \sin \theta + m_2(0) \cos \theta = 1 \end{aligned} \quad (229)$$

Om aan dit stelsel te voldoen moet  $m_1(0) = \sin \theta$  en  $m_2(0) = \cos \theta$  zijn. Vullen we de tijd propagatie door dan krijgen we

$$\begin{aligned} s_1(t) &= m_1(t) \cos \theta - m_2(t) \sin \theta \\ &= \sin \theta \cos \theta [e^{-im_1 t} - e^{-im_2 t}] \\ &= \frac{\sin(2\theta)}{2} e^{-\frac{i(m_1+m_2)t}{2}} [e^{-\frac{i(m_1-m_2)t}{2}} - e^{-\frac{i(m_2-m_1)t}{2}}] \end{aligned} \quad (230)$$

De reden voor het herschrijven naar de uitgebreide vorm is omdat we nu mooie oscillatietermen krijgen die we kunnen herschrijven naar sinussen ( $\sin(\theta) = \frac{1}{2i}(e^{+i\theta} - e^{-i\theta})$ ).

$$s_1(t) = \frac{\sin(2\theta)}{2}(2i) \sin\left(\frac{\Delta m \cdot t}{2}\right) e^{-\frac{i(m_1+m_2)t}{2}} \quad (231)$$

Zo kan je zien dat er een oscillatie volgens de tijd zal komen inkruipen in deze uitwerking. De waarschijnlijkheid om  $s_1$  te vinden wordt gegeven door:

$$P(s_1) = |s_1(t)|^2 = \sin^2(2\theta) \sin^2\left(\frac{\Delta m \cdot t}{2}\right) \quad (232)$$

Door het kwadrateren van  $s_1$  zal de exponentiële factor weg vallen. Belangrijk om te zien is dat de amplitude bepaald wordt door  $\theta$  met een maximale waarde bij  $\sin^2(2\theta) = 1 \rightarrow \theta = 45^\circ$  en daat de periode bepaald wordt door  $\Delta m$ .

$$P(s_2) = 1 - |s_1(t)|^2 = 1 - \sin^2(2\theta) \sin^2\left(\frac{\Delta m \cdot t}{2}\right) \quad (233)$$

## 9.6 $K^0$ -systeem

Nu we weten hoe de waarschijnlijkheid er uit ziet voor deeltjes die niet vervallen kunnen we het onszelf iets moeilijker maken door de kaonen ook te laten vervallen. Kijken we naar de massatoestanden van het kaon die zo goed als dezelfde massa hebben.

$$|K_1\rangle \rightarrow 2\pi$$

$$|K_2\rangle \rightarrow 3\pi$$

- Omdat deze maar vervalt in 2 patronen is er nog veel faseruimte over (een factor  $p^2 dp$  aanwezig).
- Wordt waargenomen als  $|K_S^0\rangle$
- Omdat deze veel faseruimte over heeft zal hij ook snel vervallen.
- Deze heeft niet veel faseruimte over
- Wordt waargenomen als  $|K_L^0\rangle$
- Omdat deze weinig faseruimte over heeft zal hij ook langer leven.

$$\tau_S = (8.954 \pm 0.004) \cdot 10^{-11} \text{ s}$$

$$\Gamma_S = 7.4 \mu\text{eV}$$

$$c\tau_S = 2.6844 \text{ cm}$$

(234)

$$\tau_L = (5.116 \pm 0.021) \cdot 10^{-8} \text{ s}$$

$$\Gamma_L = 0.013 \mu\text{eV}$$

$$c\tau_L = 15.34 \text{ m}$$

(235)

Met deze informatie bekijken we nu de het voorbeeld waar bij  $t = 0$  het systeem zich in een pure  $|K^0\rangle$  toestand bestaat. Dit wilt dus zeggen dat  $K^0(0) = 1$  en  $\bar{K}^0 = 0$  of  $K_1(0) = K_2(0) = \frac{1}{\sqrt{2}}$ . Propageren we deze toestanden nu door de tijd dan krijgen we op tijdstip  $t$ :

$$\begin{aligned} K^0(t) &= \frac{1}{\sqrt{2}} (K_1(t) + K_2(t)) \\ \bar{K}^0(t) &= \frac{1}{\sqrt{2}} (K_1(t) - K_2(t)) \end{aligned} \quad (236)$$

Vullen we hier de propagatie van de massatermen uit de vorige sectie in dan krijgen we:

$$\begin{aligned} K^0(t) &= \frac{1}{2} \left( e^{-im_1 t - \frac{\Gamma_1}{2} t} + e^{-im_2 t - \frac{\Gamma_2}{2} t} \right) \\ \bar{K}^0(t) &= \frac{1}{2} \left( e^{-im_1 t - \frac{\Gamma_1}{2} t} - e^{-im_2 t - \frac{\Gamma_2}{2} t} \right) \end{aligned} \quad (237)$$

Het verschil met vorige sectie 9.5 is nu dat de vervaltermen in de exponenten aanwezig zijn. Dit zal de berekening van de probabiliteiten wel iets moeilijker maken. De waarschijnlijkheid dat we overgaan van een  $K^0$  naar een  $\bar{K}^0$  kan als volgt uitgewerkt worden.

$$\begin{aligned} P(K^0 \rightarrow \bar{K}^0) &= |\bar{K}^0(t)\bar{K}^{0*}(t)| \\ &= \frac{1}{4} (e^{-\Gamma_1 t} + e^{-\Gamma_2 t} - e^{+i\Delta m t} e^{-\Gamma t} - e^{-i\Delta m t} e^{-\Gamma t}) \\ &= \frac{1}{4} (e^{-\Gamma_1 t} + e^{-\Gamma_2 t} - 2 \cos(\Delta m t) e^{-\Gamma t}) \end{aligned} \quad (238)$$

Hierbij is  $\Gamma = \frac{\Gamma_1 \Gamma_2}{2}$ . Om van  $K_0$  naar  $K_0$  is nu makkelijk te vinden.

$$\begin{aligned} P(K^0 \rightarrow K^0) &= 1 - P(K^0 \rightarrow \bar{K}^0) \\ &= \frac{1}{4} (e^{-\Gamma_1 t} + e^{-\Gamma_2 t} + 2 \cos(\Delta m t) e^{-\Gamma t}) \end{aligned} \quad (239)$$

De waarschijnlijkheid dat er nog iets over is in het kaon systeem na tijd  $t$  is

$$P(K^0 \rightarrow \bar{K}^0) + P(K^0 \rightarrow K^0) = \frac{1}{2} (e^{-\Gamma_1 t} + e^{-\Gamma_2 t}) \quad (240)$$

In figuur 95 worden een aantal waarschijnlijkheden geplot in de functie van de tijd onder bepaalde condities.

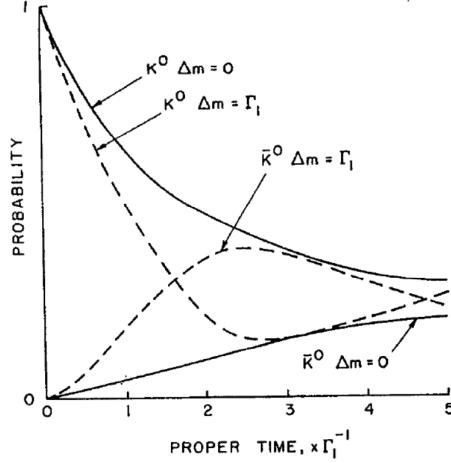


Figure 95: Plot van kaon waarschijnlijkheden tijdens oscillaties

Ten eerste als we kijken naar het geval dat de massen gelijk zijn ( $\Delta m = 0$ ) valt de  $\cos(\Delta m t)$  weg uit de vergelijkingen en kwasi exponentieel verval voor  $K_0$ . In het begin van de oscillaties wordt het verval geleid door  $\Gamma_1$  en later door  $\Gamma_2$ . Indien  $\Delta m$  verschillend van 0 is dan zal het meest waarschijnlijke deeltje afwisselen in de tijd waarbij de amplitude tussen de probabiliteiten afneemt in de tijd.

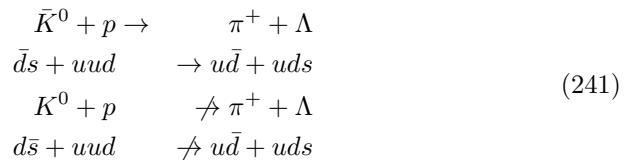
De belangrijkste puntjes dat we hier moeten onthouden zijn:

- De kaonen oscilleren enkel als  $\Delta m \neq 0$ .
- Het exponentiële verval wordt gedomineerd door de kortste levensduur. Voor het Kaon systeem is dit  $K_S$ .

## 9.7 Experiment

Hoe is het nu mogelijk om een onderscheid te maken tussen  $K^0$  en  $\bar{K}^0$ ?

Kijken we naar deze kaonen met de sterke interactie dan zien we het volgende:



Als we kijken naar de quarks van de kaonen en het proton zal het voor  $K^0$  niet mogelijk zijn om  $\bar{s}$  door te geven om een  $\Lambda$  te maken.  $K^0$  zal dus zo goed als niet interageren met het proton.

Aan de hand van de zwakke interactie is het ook mogelijk om het verschil tussen de kaonen aan te voelen. Het zal altijd de  $s$  quark of antiquark zijn die via een  $W^\pm$  boson zal vervallen naar een  $u$  quark of antiquark.

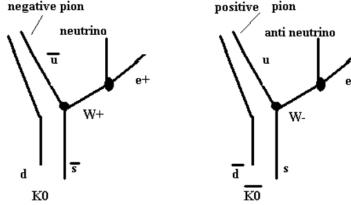


Figure 96: Feynman diagrammen van het zwak verval van kaonen

Hierdoor krijgen we verschillende einddeeltjes die in experimenten makkelijk uit elkaar te houden zijn.

$$\begin{aligned} \bar{K}^0 &\rightarrow \pi^+ + e^- + \bar{\nu}_e \\ K^0 &\rightarrow \pi^- + e^+ + \nu_e \end{aligned} \quad (242)$$

Het verval van het  $W$  boson kan natuurlijk ook hadronisch gebeuren en krijgen we 2 keer dezelfde uiteindelijke toestand  $\pi^+\pi^-$ . Bij het verval naar leptonen hebben we niet een bepaalde  $CP$  net zoals bij de kaon toestanden.

Wat gebeurt er nu juist. We maken aan de hand van de sterke interactie een zuivere  $|K^0\rangle = |\bar{d}s\rangle$  toestand aan. Het vervallen van deze toestand is enkel mogelijk via de zwakke interactie op een semi leptonische manier (vergelijking (264)) of op een hadronische manier. Hierbij wordt er ofwel vervallen via de  $K^0$  en  $\bar{K}^0$  componenten of van de  $K_1$  en  $K_2$  componenten.

Het is dus mogelijk aan de hand van assymmetrie van de lading van de uitkomende leptonen te weten wat de ratio aan  $K^0/\bar{K}^0$  te taggen.

$$A = \frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_-} \quad (243)$$

Deze  $A$  zal tussen -1 en 1 varieren met 1 die overeen komt met  $t = 0$  en 0 als er even veel  $K^0$  en  $\bar{K}^0$  aanwezig zijn. Deze oscillaties zijn mooi gemeten in experimenten.

Dit gaat over heel kleine tijden. met een sterk gedempte oscillatie. Uit deze demping kunnen we het massaverschil bepalen  $\Delta m = (0.5293 \pm 0.0009) \times 10^{-10} \text{ s}^{-1} = (3.484 \pm 0.006) \times 10^{-12} \text{ MeV}$ . De reden waarom dit niet volledig naar 0 gaat is door  $CP$  schending waar we later op verder gaan.

## 9.8 Regeneratie

Vertrekken we met een bundel kaonen  $K^0$  of  $\bar{K}^0$ . Die zullen direct beginnen vervallen in pionen waarbij de  $K_S$  met een weglenge van 3cm na 10cm allemaal

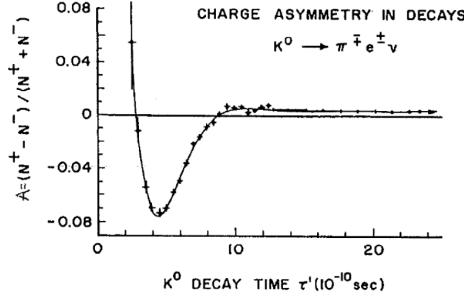


Figure 97: Assymetrie onderzoek van de kaon oscillaties

vervallen zijn naar 2 pionen. We hebben dus alleen nog maar  $K_L$  over. Plaatsen we in deze bundel nu een bulk materiaal. Kaonen zijn ongeladen deeltjes dus zullen ze makkelijk door het materiaal bewegen. In het materiaal zullen de kaonen sterk interageren met de nucleonen (nucleaire reacties). Na de botsing kunnen we terug spreken over  $K^0$  en  $\bar{K}^0$  omdat deze sterke wisselwerking ondergaan zijn. Er zullen naast  $K_L$  ook terug  $K_S$  aanwezig zijn. We hebben ze als het ware geregenereerd. Dit gaat als volgt:

$$\begin{aligned}
 K_L &= K_2 = \frac{1}{\sqrt{2}} (K^0 - \bar{K}^0) \\
 &\rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}} (f K^0 - \bar{f} \bar{K}^0) = \frac{1}{2} (f(K_S + K_L) - \bar{f}(K_S - K_L)) \quad (244) \\
 &= \frac{1}{2} ((f - \bar{f}) K_S + (f + \bar{f}) K_L)
 \end{aligned}$$

In het geval dat  $f \neq \bar{f}$  zien we dat  $K_S$  zal geregenereerd worden. Kijken we alleen al naar de interactie van de kaonen met het proton (vergelijking (241)) vergelijken zien we al direct dat  $f$  groter zal zijn dan  $\bar{f}$ .

## 9.9 Tijd afhankelijkheid

We hebben al gezien dat de tijd afhankelijkheid bepaald wordt door  $\Delta m$ . Integreren we dit over de tijd kunnen we zien wat de waarschijnlijkheid was om van  $K^0$  naar  $\bar{K}^0$  te gaan in vergelijking tot de totale oscillaties.

$$\chi = \frac{\int_0^\infty P(K^0 \rightarrow \bar{K}^0) dt}{\int_0^\infty (P(K^0 \rightarrow \bar{K}^0) + P(K^0 \rightarrow K^0)) dt} = \frac{1}{2} \frac{x^2 + y^2}{1 + x^2} \quad (245)$$

met  $x = \frac{\Delta m}{\Gamma}$  en  $y = \frac{\Delta \Gamma}{2\Gamma} = \frac{\Gamma_L - \Gamma_S}{\Gamma_L + \Gamma_S}$ . Hierbij zal  $0 \leq \chi \leq 0.5$  variëren. Ryckbosch zegt dat het een goed idee is om deze integralen eens uit te rekenen maar zegt letterlijk dat dit geen examen leerstof is. Deze verlijking zal iets zeggen over de opmenging. De  $x$  zegt ons dat er enkel opmenging zal zijn als  $\Delta m$  en  $\Gamma$  van dezelfde orde moeten zijn.

## 9.10 Kaon systeem resultaten

We zitten hier naar een effect te kijken van  $\Delta m_K = (3.483 \pm 0.006) \times 10^{-6}$ eV tegenover de massa  $m_K = 450$ MeV. Dit betekent dat we kijken naar een effect  $\sim O(10^{-15})$  kleiner dan de zijn massa nog steeds mooi zichtbaar is. De verval breedte van dit systeem komt overeen met  $\Gamma = \frac{\Gamma_S + \Gamma_L}{2} \approx \frac{\Gamma_S}{2} = 3.7 \times 10^{-6}$ eV. Hier is het duidelijk dat  $x$  ongeveer 1 zal zijn en de oscillatie zal doorgaan.

$$\begin{aligned} x_K &= 0.94 \\ y_K &= 0.998 \\ \chi_K &= 0.499 \end{aligned} \tag{246}$$

$x$  vertelt ons hoeveel oscillaties we krijgen per levensduur wat in dit geval dus 1 is.

## 9.11 $B$ -meson systeem

Het kaon systeem is een beetje van een uitzondering op het vlak van het aantal verval kanalen. Deze heeft er veel minder dan de andere mesonen waardoor  $y$  veel groter is dan bij de andere meson waar  $y$  eerder 0 zal zijn.

Kijken we naar de  $B$  mesonen die zwaar zijn ( $\approx 5.3$ GeV). Dit wil zeggen dat er veel verval kanalen zijn en  $\tau \approx 1.5$ ps of  $c\tau \approx 450\mu\text{m}$ . Om dit probleem van de korte levensduur te ontwijken geven we ze een Lorentz boost. In dit geval kunnen ze een afstand  $d = \gamma\beta c\tau$  afleggen. Het aanmaken van  $B$  mesonen kan op verschillende manieren gedaan worden. In LEP werd dit gedaan aan de hand van  $Z$  bosonen,  $e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow b\bar{b} \rightarrow B^0\bar{B}^0$ . Met een massa van het  $Z$  boson rond de 90GeV hebben de  $b$  quarks ongeveer 45GeV aan energie hebben. Een andere manier is de asymmetrische  $B$ -factories ( $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S) \rightarrow B^0\bar{B}^0$ ). Het verschil in energie tussen de initiële elektronen en positronen zal een boost geven aan de  $B$  mesonen. De  $B$  oscillaties zijn voor het eerste waargenomen in 1986 in het ARGUS experiment waar het volgende verval is waargenomen:  $e^+e^- \rightarrow \Upsilon \rightarrow B^0\bar{B}^0 \rightarrow B^0B^0$ .

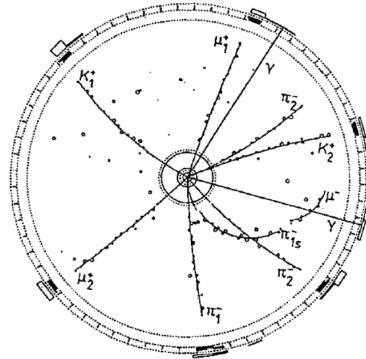


Figure 98: ARGUS experiment

In de resultaten die we hier zien in het ARGUS experiment zit heel veel informatie. We kunnen in de tracking kamer veel deeltjes waarnamen maar niet in de  $B$  mesonen. Deze worden pas gedetecteerd in de calorimeter. Wat hier mooi is, is dat we geen  $B^0$  en  $\bar{B}^0$  waarnemen maar eerder 2  $B^0$ . Dit is interessant om te bekijken. Er zijn 2 vervallen die zullen gebeuren.

$$\begin{aligned}
 B_1^0 &\rightarrow D_1^{*-} \mu_1^+ \nu_1 \\
 D_1^{*-} &\rightarrow \pi_1^- \bar{D}^0 \\
 \bar{D}^0 &\rightarrow K_1^+ \pi_1^- \\
 B_2^0 &\rightarrow D_2^{*-} \mu_2^+ \nu_2 \\
 D_2^{*-} &\rightarrow \pi^0 D^- \\
 D^- &\rightarrow K_2^+ \pi_2^- \pi_2^-
 \end{aligned} \tag{247}$$

Voor beide gevallen hebben we een  $B^0 = d\bar{b}$  waarbij de  $b$  antiquark zal vervallen aan de hand van de zwakke interactie die een  $W$  boson geven ( $\bar{b} \rightarrow \bar{c} + W^+$ ) dat zal vervallen in een muon en een neutrino. Voor  $B_1^0$  krijgen we uiteindelijk 5 uitgaande deeltjes  $\mu_1^+$ ,  $\nu_1$ ,  $\pi_1^-$ ,  $K_1^+$  en  $\pi_1^-$  waarbij de neutrino natuurlijk niet gedetecteerd wordt. Het pion dat wordt aangemaakt bij het verval van het geëxiteerde  $D^{*-}$  meson is laag energetisch omdat er bijna geen verschil is tussen de massa van het geëxiteerde  $D$  meson en bij de grondtoestand ( $2010\text{GeV} \rightarrow 1865\text{GeV}$ ).

$$\begin{array}{ll}
 B^0 & 5280\text{GeV} \\
 \downarrow \mu & \\
 D^{*0} & 2010\text{GeV} \\
 \downarrow \pi_s & \\
 D^0 & 1865\text{GeV} \\
 \downarrow \mu & \\
 K^+ & 494\text{GeV}
 \end{array} \tag{248}$$

Dit kan ook gezien worden in figuur 98 waar we 1 pion kunnen zien dat een veel meer afbuigt dan de rest. Dit is het pion met lage snelheid. Omdat we al een  $B^0$  hebben zouden we verwachten dat het tweede  $B$  boson  $\bar{B}$  zou zijn en we dus een  $\mu^-$  zouden waarnemen. Dit zien we in het experiment niet want  $\mu_2$  beweegt hier nog steeds in wijzers zin en is dus ook positief geladen. In dit geval krijgen we 6 uitgaande deeltjes  $\mu_2^+$ ,  $\nu_2$ ,  $\pi^0$ ,  $K_2^+$  en 2 keer  $\pi_2^-$ . Het neutrino wordt terug niet waargenomen en het  $\pi^0$  zien we als 2 fotonen. Het belangrijke is hier toch het feit dat beide  $B$  mesonen aan de hand van een  $W^+$  boson. Dit wilt dus zeggen dat  $\bar{B}^0$  zo snel is geoscilleerd naar  $B^0$  dat het zelf geen tijd heeft gehad om te vervallen.

## 9.12 Box diagrammen voor B mesonen

De reden waarom we vooral kijken naar  $V_{td}$  en  $V_{ts}$  is omdat de bottom quark zo goed als altijd aan de top quark zal binden. Deze box diagrammen zijn van

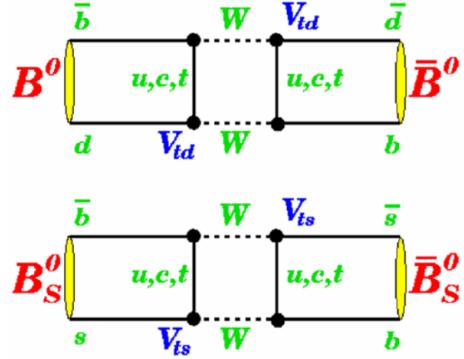


Figure 99: Box diagrammen van de  $B$  mesonen

hoog belang om te meten omdat dit de enige manier zijn om de elementen van de CKM-matrix te bepalen.

### 9.13 Experimentele methodes voor $B$ mesonen

Experimenteel gaan we op dezelfde manier te werk als bij de  $K$  mesonen (sectie 9.7). De vervalkanalen die we bekijken zijn  $B^0 \rightarrow l^+ \nu X$  en  $\bar{B}^0 \rightarrow l^- \bar{\nu} X$  waar  $X$  eender welk ander deeltje kan zijn zoals bijvoorbeeld een  $D$  meson. Deze  $B$  mesonen zijn zwaar en vervallen snel. Omdat het voor allebei de vervallen zo kort is kan je geen onderscheid maken tussen long of short. Het onderscheid zal hier gemaakt worden aan de hand van de massa met  $H$  voor heavy en  $L$  voor light. Hierbij hebben we nog steeds dat  $\Delta m = m_H - m_L > 0$ . We verwachten ook dat  $y = \frac{\Delta\Gamma}{2\Gamma} \ll 1$ . De eerste goede metingen van de oscillatie zelf zijn gedaan in OPAL.

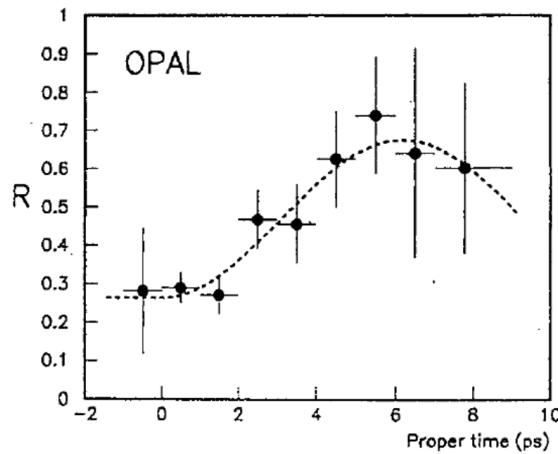


Figure 100: OPAL onderzoek naar  $B$  meson oscillaties

Hier zien we de asymmetrie van deze deeltjes uitgezet in functie van de eigentijd van de  $B$  mesonen. Na 1 oscillatie kunnen zien dat de foutenvlaggen heel groot worden. De mesonen zullen dus vervallen zijn.

### 9.14 $B$ -oscillaties resultaten

Voor het  $B$  meson met een  $d$  quark hebben we:

$$\begin{aligned}\Delta m_d &= (3.337 \pm 0.033) \times 10^{-4} \text{ eV} \\ \Delta m_d &= (0.507 \pm 0.004) \times 10^{12} \text{ s}^{-1} \\ x_d &= 0.770 \pm 0.008 \\ \chi_d &= 0.1862 \pm 0.0023\end{aligned}\tag{249}$$

Voor  $B$  mesonen met een  $s$  quark is dit een stuk moeilijker en zijn deze resultaten maar in 2006 gevonden.

$$\begin{aligned}\Delta m_s &= (116.4 \pm 0.5) \times 10^{-4} \text{ eV} \\ \Delta m_s &= (17.69 \pm 0.08) \times 10^{12} \text{ s}^{-1} \\ x_s &= 26.49 \pm 0.29 \\ \chi_s &= 0.499292 \pm 0.000016\end{aligned}\tag{250}$$

Voor  $B_S^0$  hebben we experimenteel gevonden dat deze 26 keer oscilleert voor hij vervalt.

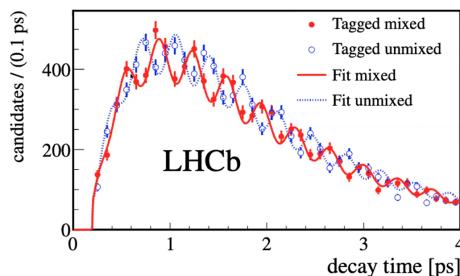


Figure 101: Huidige resultaten van de experimenten van  $B_S$  oscillaties

Het belangrijkste in deze grafiek is dat er zo veel oscillaties gebeuren. Wat mixed en unmixed betekent is niet echt belangrijk. Regeneratie zal niet mogelijk zijn omdat zowel  $B_H$  als  $B_L$  ongeveer op hetzelfde moment zullen vervallen en krijgen we dus geen zuivere bundel van één van de 2 en is het niet mogelijk om het andere te regenereren. Je zou hier denken dat deze toestanden makkelijk in elkaar kunnen oscilleren wegens de grote hoeveelheid oscillaties voor ze vervallen maar dit is niet correct. Het gemak van oscilleren wordt bepaald door de amplitude, niet de frequentie. De frequentie leidt terug naar dat massaver- schil en wil dus zeggen dat we zitten te kijken naar de heel kleine overlap in de staarten van deze mesonen. Het zal dus juist heel onwaarschijnlijk zijn om deze oscillaties tegen te komen.

## 9.15 $D$ -oscillaties

$D$  mesonen zijn de enige mesonen waar een up quark aanwezig zal zijn.

$$\begin{aligned} D^0 &\leftrightarrow \bar{D}^0 \\ c\bar{u} &\leftrightarrow \bar{c}u \end{aligned} \tag{251}$$

Dit is extreem moeilijk om waar te nemen omdat  $\Delta m \ll \Gamma$  en met als gevolg dat  $x \ll 1$ . De reden voor het heel brede verval kanaal is omdat de  $c$  quark binnen zijn doublet vervalt wat veel makkelijker is dan vervallen van de 3de naar 2de generatie voor de  $K$  en  $B$  mesonen. Het zal dus vervallen voor dat het zal oscilleren. Het is voor het eerst waargenomen in de 2013 waar ze keken naar

$$R = \frac{\sigma(D^0 \rightarrow K^+ \pi^-)}{\sigma(D^0 \rightarrow K^- \pi^+)} \tag{252}$$

De cross sectie van de teller is deze van het geoscilleerd meson ( $D^0 = \bar{c}u \rightarrow \bar{s}u + W^+ \rightarrow K^+ \pi^-$ ). Hoe zijn we nu zo zeker dat we begonnen waren met  $D^0$  en niet  $\bar{D}^0$ ? Dit zijn we niet zeker. Het moment dat ze aangemaakt worden weten we alleen dat  $R = 0$  is omdat er even veel  $c$  als  $\bar{c}$ 's worden aangemaakt. We hebben waargenomen aan LHC dat er over een bepaalde tijd meer kans is om een  $\bar{c}u$  te zien vervallen dan  $c\bar{u}$ .

## 9.16 Meson oscillaties

De reden om deze oscillaties te onderzoeken hebben we al aangehaald on sectie 9.12. We willen de matrix elementen van de CKM matrix bepalen. Hoeveel van alle virtuele quarks aanwezig zal zijn hangt af van de hoeveelheid faseruimte er is voor de mesonen. Om deze te kunnen onderzoeken moeten we eerst eens terug kijken naar de theorie van de CKM-matrix.

## 9.17 Cabibbo mixing

Historisch gezien komt dit uit de jaren 60 waar in het zwakke verval kleine afwijkingen worden waargenomen. Volgens het quark model dat we toen hadden zouden  $\mu^- \rightarrow \nu_\mu e^- \bar{\nu}_e$  en  $d \rightarrow ue^- \bar{\nu}_e$  voor de zwakke interactie gelijk moeten zijn. Het enige verschil dat we hier mogen waarnemen zijn de verschillen in hoeveelheden faseruimte waar we makkelijk voor kunnen corrigeren. Uit deze vervallen is het mogelijk om de zwakke koppelingsconstante te bepalen die voor beide gelijk moeten zijn.

$$\begin{aligned} G_F^{(\mu)} &= (1.1663787 \pm 0.0000006) \times 10^{-5} \text{GeV}^{-2} \\ G_F^{(\beta)} &= (1.1066 \pm 0.0011) \times 10^{-5} \text{GeV}^{-2} \end{aligned} \tag{253}$$

In de werkelijkheid zien we dat deze niet binnen elkaar fout liggen en dus niet gelijk zijn. Er is dus iets meer aan de hand. Een gelijkaardige afwijking is waargenomen bij  $\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu$  en  $K^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu$ . De quark theorie zegt terug

dat deze gelijk zouden moeten zijn aan elkaar en dus even snel zouden moeten vervallen op de faseruimte correcties na. Er is echter gemeten dat  $K$  20 keer minder waarschijnlijk zal zijn om te vervallen dan het pion.

Cabbibo komt met de oplossing dat de sterke eigentoestanden  $d$  en  $s$  zullen zwak opmengen. Het zijn dus  $d'$  en  $s'$  die koppelen aan de zwakke interactie.

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \end{pmatrix} \quad (254)$$

De koppeling van de  $W$  bosonen aan de quarks is dus niet meer een zuivere term maar wordt nu ook vermenigvuldigd met een sinus of cosinus van de Cabbibo hoek. Voeren we dit in bij de feynman diagrammen van de vervallen kunnen we inzien wat er gebeurt.

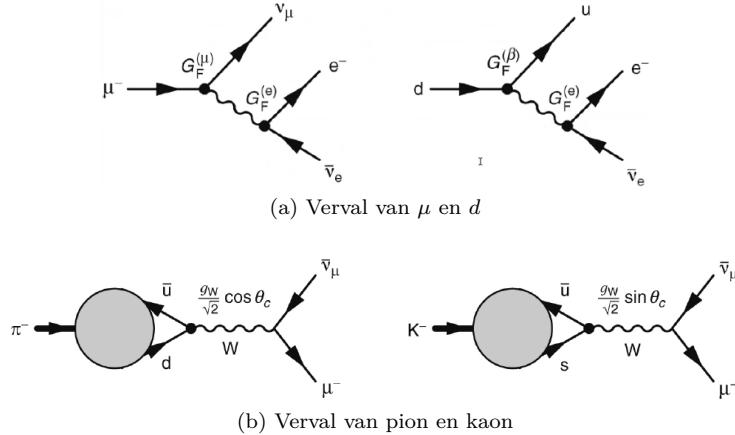


Figure 102: Feynman diagrammen van zwakke quark mixing

De onderdrukking van het kaon kan hieruit makkelijk getoond worden omdat met  $\theta_c \approx 12^\circ$  de sinus veel kleiner zal zijn dan de cosinus.

### 9.18 Cabbibo theorie

Deze theorie was niet zonder zijn fouten. Dit geeft aanleiding tot het zogenaamde flavour changing neutral current probleem.

Dit verval is nog nooit waargenomen. Dit verranderen van kleur met behulp van een  $Z$  boson is enkel mogelijk als  $s$  via  $s'$  kan vervallen naar  $d$ .

### 9.19 GIM-mechanisme

Het is maar een paar jaar later dat de  $s$  quark samen met de  $c$  quark in een doublet worden samengebracht. Dit zorgt voor extra termen in de Lagrangiaan die elkaar opheffen in alle ordes.

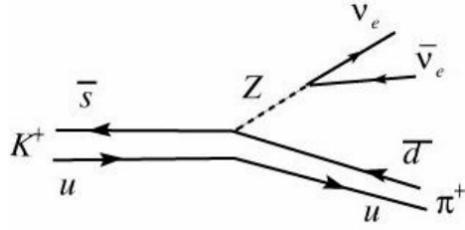


Figure 103: Voorbeeld van het flavour changing neutral current probleem

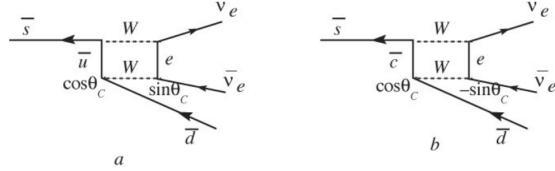


Figure 104: Opheffing van de opmengende termen in de GIM theorie

We gaan hier niet verder in op de uitwerking van de Lagrangiaan. Uit dit GIM-mechanisme komt wel dat er nu geen Flavour Changing Neutral Currents meer zijn. De prijs die we hiervoor moeten betalen is de toevoeging van de *c* quark die in 1974 dan ook is ontdekt ( $J/\Psi$ ).

## 9.20 Meer FCNC (= flavour changing neutrale current)

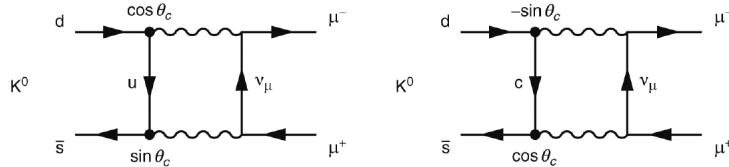


Figure 105: Box diagrammen voor kaon verval naar muonen

Indien we enkel de Cabibbo theorie zouden hebben is enkel het eerste diagram mogelijk en zouden de waarschijnlijkheden veel te groot zijn om de vervallen (branching fraction is te groot). In de GIM theorie zullen de 2 diagrammen met *u* en *c* elkaar uitcancelen.

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_u &\propto g_W^4 \cos \theta_C \sin \theta_C \\ \mathcal{M}_c &\propto -g_W^4 \cos \theta_C \sin \theta_C \\ |\mathcal{M}|^2 &= |\mathcal{M}_u + \mathcal{M}_c|^2 \approx 0 \end{aligned} \quad (255)$$

Het totaal matrix element zal niet volledig 0 zijn omdat de massa's van *c* en *u* niet volledig hetzelfde zijn. De massa van *c* is groter en dus minder waarschijn-

lijk. In combinatie met de experimentele resultaten van de branching fraction van deze vervallen was het mogelijk om de massa van de  $c$  quark te voorspellen.

## 9.21 CKM matrix

In 1979 was er dan in tegenstelling van het ontdekken van het  $c$  quark een “echte” revolutie in de deeltjes fysica. De ontdekking van de derde generatie quarks is gebeurd.

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = V_{CKM} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \quad (256)$$

Dit moet een unitaire matrix zijn omdat 1 quark in de ene toestand nog steeds 1 quark moet zijn in de andere. Dit is gegeven door het behoud van waarschijnlijkheid. Dit is in het geval dat er maar 3 quarks mixen wat we natuurlijk willen testen. Een unitaire matrix van dimensie  $N$  heeft  $(N - 1)^2$  vrijheidsgraden. Deze zijn de 3 euler hoeken en een fase.

Deze matrix kan op verschillende manieren geparametriseerd worden. Een eerste mogelijkheid is aan de hand van de CC interacties

$$(\bar{u} \quad \bar{c} \quad \bar{t}) \hat{O}_{CC}^\mu \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} \quad (257)$$

Origineel zag die er niet zo uit.

$$\begin{pmatrix} c_1 & -s_1 c_3 & -s_1 s_3 \\ s_1 c_2 & c_1 c_2 c_3 - s_2 s_3 e^{i\delta} & c_1 c_2 s_3 + s_2 c_3 e^{i\delta} \\ s_1 s_2 & c_1 s_2 c_3 + c_2 s_3 e^{i\delta} & c_1 s_2 s_3 - c_2 c_3 e^{i\delta} \end{pmatrix} \quad (258)$$

Hierbij is  $c_1 = \cos \theta_1$  de cos van de Cabibbo hoek en  $s_1 = \sin \theta_1$  de sin van de Cabibbo hoek. De indexen refereren naar de generatie. Dit kan nog uitgebreid worden naar:

$$\begin{pmatrix} c_{12} c_{13} & s_{12} c_{13} & s_{13} e^{-i\delta_{13}} \\ -s_{12} c_{23} - c_{12} s_{23} s_{13} e^{i\delta_{13}} & c_{12} c_{23} - s_{12} s_{23} s_{13} e^{i\delta_{13}} & s_{23} c_{13} \\ s_{12} s_{23} - c_{12} c_{23} s_{13} e^{i\delta_{13}} & -c_{12} s_{23} - s_{12} c_{23} s_{13} e^{i\delta_{13}} & c_{23} c_{13} \end{pmatrix} \quad (259)$$

Ten laatste hebben we nog een alternatieve notatie met als naam Wolfenstein.

$$\begin{pmatrix} 1 - \lambda^2/2 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \lambda^2/2 & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} + O(\lambda^4) \quad (260)$$

Focussen we eerst op de uitgebreide CKM-matrix uit vergelijking (259). Deze kunnen we herschrijven in 3 aparte matrixen.

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (261)$$

Het is zoals eerder gezegd mogelijk om deze matrix te beschrijven met de eulerhoeken  $\theta_1$ ,  $\theta_2$ ,  $\theta_3$  en de fase  $\delta$ . De relatie tussen de verschillende vormen zijn makkelijk uit te rekenen.

$$\begin{aligned} s_{12} &= \lambda = \frac{|V_{us}|}{\sqrt{|V_{us}|^2 + |V_{ud}|^2}} \\ s_{23} &= A\lambda^2 = \lambda \left| \frac{V_{cb}}{V_{us}} \right| \\ s_{13}e^{i\delta} &= V_{ub}^* = A\lambda^3(\rho + i\eta) \end{aligned} \quad (262)$$

## 9.22 CKM matrix elementen

Hoe bepalen we deze elementen nu? Eerst moeten we met hoge precisie bepalen we de zwakke koppelingsconstante  $G_F$  is. Dit kunnen we doen door het onderzoek van het zwakke verval van leptonen.

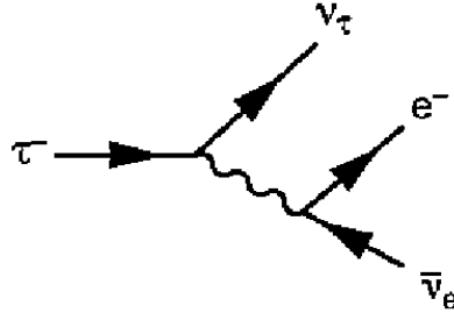


Figure 106: Feynman diagram van lepton verval

$$\begin{aligned} \Gamma(\mu^- \rightarrow \nu_\mu e^- \bar{\nu}_e) &= \frac{G_F^2 m_\mu^5}{192\pi^3} (1 + \delta_e^\mu) \\ \Gamma(\tau^- \rightarrow \nu_\tau e^- \bar{\nu}_e) &= \frac{G_F^2 m_\tau^5}{192\pi^3} (1 + \delta_e^\tau) \\ &= \frac{B(\tau^- \rightarrow \nu_\tau e^- \bar{\nu}_e)}{\tau_\tau} \end{aligned} \quad (263)$$

Wat zien in deze vergelijkingen is de waarschijnlijkheid dat het lepton vervalt in zijn neutrino, een elektron en een antineutrino. In deze waarschijnlijkheid hebben we een  $G_F$  in het kwadraat omdat er 2 vertexes zijn aan het  $W$  boson. Dit is zuiver leptonisch dus komen hier geen Cabibbo hoeken aan te pas. De reden voor de massa tot de 5de term is het gevolg van het vervallen van 1 deeltje in 3. Dit geeft ons 2 vrijheidsgraden dit geeft ons een  $p^2 p^2 dp$  wat ons  $E^5$  geeft. De enige energie vrijheidsgraad dat we hebben is de massa van ons initieel deeltje dus hebben we een  $m^5$  term.  $\delta$  is een correctie term voor al de fysica die we hier niet in acht hebben genomen zoals de massa van het elektron, de radiatieve correcties... We moeten hier natuurlijk opletten dat we niet naar de totale breedte van de leptonen kijken maar eerder naar de branching fractie  $B(\dots)$  naar specifiek het verval aan de hand van een  $W^-$  boson in verhouding tot de levensduur van het lepton. Nu we weten wat  $G_F$  is kunnen we overgaan naar zwakke vervallen van de quarks in mesonen die wel een Cabibbo hoek bevatten.

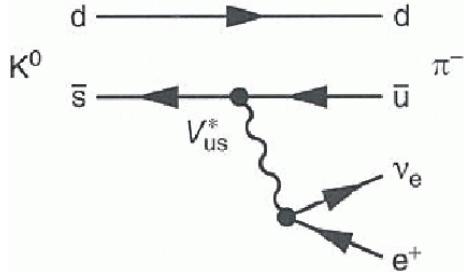


Figure 107: Feynman diagram van het zwak kaon verval

$$\begin{aligned}\Gamma(K^0 \rightarrow \pi^- e^+ \nu_e) &= \frac{G_F^2 m_K^5}{192\pi^3} (1 + \delta_e^K) |V_{us}|^2 \\ &= \frac{B(K^0 \rightarrow \pi^- e^+ \nu_e)}{\tau_K}\end{aligned}\quad (264)$$

De vertex voor het verval van  $W^+$  naar het positron en de neutrino is niets anders dan  $G_F$ . Voor de koppeling van  $W$  aan de quarks hebben we naast  $G_F$  nog een extra term  $|V_{us}|^2$  met het kwadraat omdat dit een waarschijnlijkheid moet zijn.  $d$  is hier alleen een bijstaander en als deze iets zou bijgeven aan deze vergelijking is het verwerkt in de correctieterm  $\delta$ . Uit de experimenten is het dus mogelijk om  $|V_{us}|$  te bepalen en niet  $V_{us}$ . We krijgen  $|V_{us}| = 0.2252(9)$ . Hetzelfde kan gedaan worden voor  $B$  mesonen.

$$\begin{aligned}\Gamma(B^0 \rightarrow \pi^- e^+ \nu_e) &= \frac{G_F^2 m_B^5}{192\pi^3} (1 + \delta_e^B) |V_{ub}|^2 \\ &= \frac{B(B^0 \rightarrow \pi^- e^+ \nu_e)}{\tau_B}\end{aligned}\quad (265)$$

We vinden nu dat  $|V_{ub}| = (4.15 \pm 0.49) \times 10^{-3}$  is.

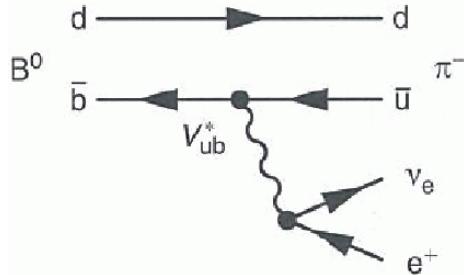
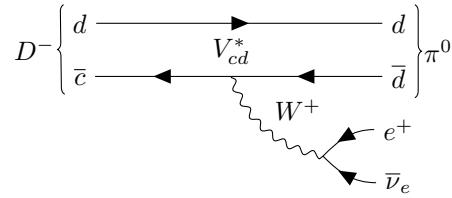


Figure 108: Feynman diagram van het zwak kaon verval

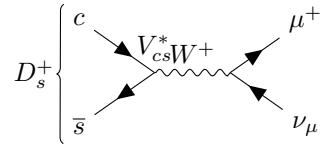
Uit het verschil tussen  $|V_{us}| > |V_{ub}|$  kunnen we direct inzien dat het verval via  $W^+$  naar een pion veel onwaarschijnlijker is voor het  $B$  meson dan voor het  $K$  meson.

Zo is het mogelijk om voor een aantal andere CKM-matrix elementen deze ook experimenteel te bepalen:

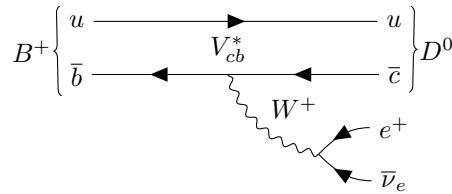
- Superallowed nucleaire  $\beta$  verval  $\Rightarrow |V_{ud}| = 0.97425(22)$
- $D^\pm \rightarrow \pi^0 l^\pm \nu_l \Rightarrow |V_{cd}| = 0.230(11)$



- $D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu \Rightarrow |V_{cs}| = 1.006 \pm 0.023$



- $b \rightarrow l \nu c \Rightarrow |V_{cb}| = (40.9 \pm 1.1) \times 10^{-3}$



Het is uiteindelijk mogelijk om op verschillende manieren deze koppelingen te bepalen en zien dat deze altijd binnen elkaar fout vallen.

De laatste overgebleven matrix elementen moeten we halen uit de box diagrammen van de meson oscillaties:

- $B^0$  oscillaties:  $|V_{td}| = (8.4 \pm 0.6) \times 10^{-3}$
- $B_S^0$  oscillaties:  $|V_{ts}| = (42.9 \pm 2.6) \times 10^{-3}$

**Intermezzo:** Wat zijn de quark combinaties van de mesonen?

$K$  mesonen bestaan uit een  $s$  quark met een andere quark:

$$\begin{aligned} K^+ &= |u\bar{s}\rangle \\ K^- &= |\bar{u}s\rangle \\ K^0 &= |d\bar{s}\rangle \\ \bar{K}^0 &= |\bar{d}s\rangle \end{aligned} \tag{266}$$

$D$  mesonen bestaan uit een  $c$  quark met een andere quark:

$$\begin{aligned} D^+ &= |c\bar{d}\rangle \\ D^- &= |\bar{c}d\rangle \\ D^0 &= |c\bar{u}\rangle \\ \bar{D}^0 &= |\bar{c}u\rangle \end{aligned} \tag{267}$$

$B$  mesonen bestaan uit een  $b$  quark met een andere quark:

$$\begin{aligned} B^+ &= |u\bar{b}\rangle \\ B^- &= |\bar{u}b\rangle \\ B^0 &= |d\bar{b}\rangle \\ B_S &= |s\bar{b}\rangle \end{aligned} \tag{268}$$

Er wordt op het examen echt wel verwacht dat je dit kan. Voor  $D^0$  en  $B^0$  zal hangt het kiezen van wie de quark en antiquark af van de charmness of bottemness. Dit moet voor de mesonen positief zijn en voor de antimesonen negatief.

### 9.23 Unitariteit van de CKM-matrix

Vanwege het behoud van waarschijnlijkheid moet de matrix unitair zijn. De sommaties van de kwadraten van de elementen in een rij of kolom moeten dus gelijk zijn aan 1. Dit nemen we ook waar:

- 1ste rij:  $|V_{ud}|^2 + |V_{us}|^2 + |V_{ub}|^2 = 0.9999(6)$
- 2de rij:  $|V_{cd}|^2 + |V_{cs}|^2 + |V_{cb}|^2 = 1.067(47)$
- 1ste kolom:  $|V_{ud}|^2 + |V_{cd}|^2 + |V_{td}|^2 = 1.002(5)$

- 2de kolom:  $|V_{us}|^2 + |V_{cs}|^2 + |V_{ts}|^2 = 1.065(46)$

Tot op eerste orde kunnen we dus zien dat de unitariteit is behouden. Indien er dus nog een 4de generatie aan quarks zou bestaan mag deze niet koppelen met de eerste 3 generaties. fitten we de matrix elementen nu aan deze uitkomsten en doordat deze unitair moet zijn krijgen we een CKM-matrix die er als volgt uit ziet:

$$\begin{pmatrix} |V_{ud}| & |V_{us}| & |V_{ub}| \\ |V_{cd}| & |V_{cs}| & |V_{cb}| \\ |V_{td}| & |V_{ts}| & |V_{tb}| \end{pmatrix} \approx \begin{pmatrix} 0.974 & 0.225 & 0.004 \\ 0.225 & 0.973 & 0.041 \\ 0.009 & 0.040 & 0.999 \end{pmatrix} \quad (269)$$

Het is duidelijk te zien met de diagonaal elementen die zo goed als 1 zijn dat we vooral binnen de generatie zelf blijven. De koppeling tussen de eerste en 2de generatie is vrij groot, dit is de Cabibbo hoek  $\theta_{12} = 12.9^\circ$ . De koppeling tussen de 2de en 3de generatie is een stuk kleiner met een koppelingshoek  $\theta_{23} = 2.4^\circ$ . En ten laatste koppelt de eerste en 3de generatie zo goed als niet ( $\theta_{13} = 0.2^\circ$ ).

## 10 CP violation

Zoals we kunnen zien hebben we in de CKM-matrix (vergelijking 259) naast de contributies van de hoeken ook een fase  $\delta$ . Deze fase kan eender waar gestoken worden maar bij conventie hebben we deze tussen generatie 1 en 3 gestoken. Indien deze fase  $\delta_{13} \neq 0, \pi$  (of  $\eta \neq 0$  in de Wolfenstein representatie vgl. (260)) is het mogelijk dat er *CP* schending plaats vindt. In de Cabibbo 2x2 matrix is het onmogelijk dat er *CP* schending voorkomt, er is maar 1 vrijheidsgraad de Cabibbo hoek die niet imaginair is. Er zijn dus direct een aantal dingen die we ons afvragen. Is er wel degelijk *CP* schending? Is  $\delta_{13}$  hier de bron van of is er meer? Hoe meten we dit nu juist?

### 10.1 De nood voor *CP* schending

A. Sacharov toont in 1966 al aan dat er nood is aan *CP* schending. De kosmische achtergrondstraling is ontdekt en er wordt aangetoond dat het heelal ontstaan is uit de big bang. Dit is een toestand van extreem hoge energie en densiteit die geconcentreerd is in deeltjes. Bij het opsplitsen van energie in quark antiquark paren zal het baryon nummer niet veranderen. Initieel moet  $\mathcal{B} = 0$ . Vandaag de dag zien we dat het heelal bestaat uit zo goed als alleen baryonen  $\mathcal{B} > 0$ . We weten dus dat  $\mathcal{B}$  niet behouden zal zijn. Ergens in het Standaard Model moeten er dus nog fouten zitten omdat deze het Baryon getal wel behoudt. Hetzelfde zien we voor het lepton getal. We moeten ons ook in een niet-equilibrium toestand bevinden. Dit is voldaan omdat de Big Bang bezwaarlijk een "equilibrium" toestand is. Ten derde hebben we dat *C* en *CP* zullen moeten geschonden worden.

## 10.2 Eerste observaties

Kijken we nu eerst naar de  $CP$  schending. Deze hebben we eigenlijk al gezien in 1964 bij de  $K$  meson opmengingen.

$$\begin{aligned} K^0 &\leftrightarrow K_1 \rightarrow 2\pi \leftrightarrow K_S^0 \\ \bar{K}^0 &\leftrightarrow K_2 \rightarrow 3\pi \leftrightarrow K_L^0 \end{aligned} \quad (270)$$

We beginnen met  $K^0$  of  $\bar{K}^0$  straal. Die opmengen naar  $K_1$  en  $K_2$  en vervallen naar respectievelijk 2 en 3 pionen. Dit namen we dan ook waar. De  $K_1$  vervallen veel sneller dan de  $K_2$ 's en noemen we dan ook  $K_S^0$  en  $K_L^0$ . Na een aantal levenduren van de  $K_S$  hebben we alleen nog  $K_L^0$  over. We verwachten hier enkel nog 3 pion vervallen. Dit wordt nu ook nagegaan in de experimenten.

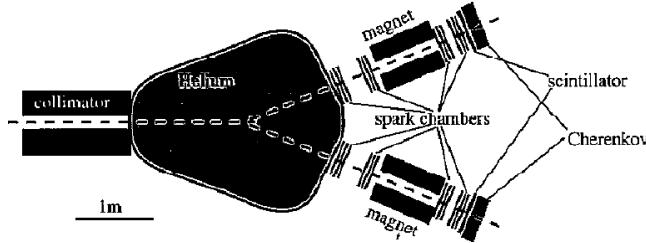


Figure 109: Onderzoek naar het verval van  $K$  mesonen

De binnenkomende  $K_L^0$ 's vervallen in de helium kamer en worden opgevangen door 2 magneten, één voor  $\pi^+$  en één voor  $\pi^-$ . We verwachten dat dit verval zowel een  $\pi^+$ , een  $\pi^-$  en een  $\pi^0$  heeft. Bij het recombineeren van de waargenomen  $\pi^+$  en  $\pi^-$  verwachten we dus niet dat dit volledig overeen komen met de massa van  $K_L^0$  (135MeV moet aan  $\pi^0$  meegegeven worden). Kijken we nu naar de resultaten in figuur 110 zien we resultaten die we niet zouden verwachten. Als de massa van de samengestelde pionen buiten de zone van de eigenmassa van  $K_L^0$  liggen zijn deze mooi uniform in functie van de hoek waaronder ze van elkaar weg gaan. Dit is niet het geval als hun samengestelde massa gelijk is aan de rustmassa van  $K_L^0$ . Hier krijgen we een piek voor als ze in elkaars tegengestelde richting vervallen. Dit wil dus zeggen dat  $K_L^0$  is vervallen in alleen  $\pi^+\pi^-$ . Dit toont aan dat de  $CP$  wordt geschonden met een branching ratio:  $B(K_L^0 \rightarrow 2\pi) = 2 \times 10^{-3} \neq 0$

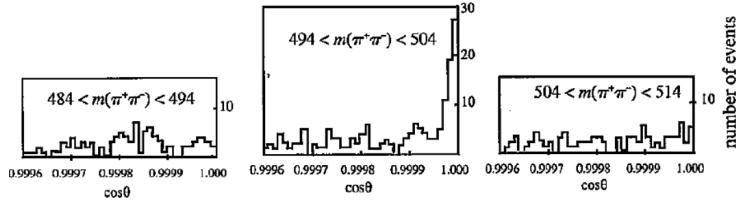


Figure 110: Resultaten van het kaon verval onderzoek

### 10.3 Mogelijkheden tot $CP$ schending

Er zijn verschillende manieren om aan  $CP$  schending in het vorige experiment te verklaren.

- De  $K_S^0$  en  $K_L^0$  zijn geen  $CP$  eigentoestanden. Dit noemen we de indirecte  $CP$  schending.
- $CP$  schending in het verval. Het is de interactie verantwoordelijk voor dit verval, de zwakke wisselwerking, schendt  $CP$  rechtstreeks. Dit noemen we direct  $CP$  verval.
- Interferentie met oscillaties. Hier komen we later op terug

### 10.4 Kaon systeem

Onderzoeken we nu deze mogelijke manieren om de  $CP$  te schenden op het kaon systeem. Eerst onderzoeken we de indirecte schending. We veronderstellen dat de vrije kaonen  $CP$  eigentoestanden zijn en dat  $K_S^0 \neq K_1^0$  en  $K_L^0 \neq K_2^0$  zijn. Dit voeren we in door de  $CP$  eigentoestanden op te mengen. Bij deze opmengingen wordt er telkens maar een kleine fractie  $\epsilon$  van de andere eigentoestand toegevoegd.

$$\begin{aligned}
|K_S^0\rangle &= \frac{1}{\sqrt{1+|\epsilon|^2}} (|K_1^0\rangle + \epsilon |K_2^0\rangle) \\
&= \frac{1}{\sqrt{2(1+|\epsilon|^2)}} (|K^0\rangle + |\bar{K}^0\rangle + \epsilon (|K^0\rangle - |\bar{K}^0\rangle)) \\
&= \frac{1+\epsilon}{\sqrt{2(1+|\epsilon|^2)}} |K^0\rangle + \frac{1-\epsilon}{\sqrt{2(1+|\epsilon|^2)}} |\bar{K}^0\rangle \\
&= p_K |K^0\rangle + q_K |\bar{K}^0\rangle \\
|K_L^0\rangle &= \frac{1}{\sqrt{1+|\epsilon|^2}} (\epsilon |K_1^0\rangle + |K_2^0\rangle) \\
&= p_K |K^0\rangle - q_K |\bar{K}^0\rangle
\end{aligned} \tag{271}$$

Herschrijven we deze schending nu tot  $\eta_{+-}$  en dus in functie van de fase dan vinden we:

$$\begin{aligned}
\eta_{+-} &= |\eta_{+-}| e^{i\delta_{+-}} = \frac{A(K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-)}{A(K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-)} \\
|\eta_{+-}|^2 &= \frac{\Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-)}{\Gamma(K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-)} \\
\eta_{00} &= |\eta_{00}| e^{i\delta_{00}} = \frac{A(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0)}{A(K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0)} \\
|\eta_{00}|^2 &= \frac{\Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0)}{\Gamma(K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0)}
\end{aligned} \tag{272}$$

De  $A$  refereert hier naar amplitudes die in een ratio herleid kunnen worden tot hun verval breedtes. Voor  $\eta_{+-}$  is het verval in de teller verboden volgens  $CP$  en de noemer toegelaten. De  $\eta_{00}$  doet hetzelfde maar dan voor het verval naar  $\pi^0\pi^0$ . Indien  $\eta_{+-} = \eta_{00} = \epsilon$  dan hebben we enkel indirecte  $CP$  schending. Indien deze  $\eta$ 's niet gelijk zijn aan elkaar zal er ook directe  $CP$  schending voorkomen.

**Er wordt hier voor deze vergelijkingen niet verwacht dat je ze volledig kan uitwerken en opschrijven. Er wordt wel verwacht dat je het verhaal kan vertellen dat  $\eta_{+-}$  overeen komt met de  $\pi^+\pi^-$  vervallen en  $\eta_{00}$  voor het verval naar  $\pi^0\pi^0$ . En dat het verschil tussen de 2 uiteindelijk overeen komt met de direct vs indirecte  $CP$  schending. Je moet ook kunnen zeggen wat deze 2 soorten  $CP$  schending zijn.**

In het meest algemene geval krijgen we:

$$\begin{aligned}\eta_{+-} &= \epsilon + \epsilon' \\ \eta_{00} &= \epsilon - 2\epsilon'\end{aligned}\tag{273}$$

met  $\epsilon$  de indirecte  $CP$  schending en  $\epsilon'$  de directe. Om het verschil tussen  $\epsilon$  en  $\epsilon'$  te weten moeten we de  $\eta$ 's meten.

#### 10.4.1 Experiment

We moeten dus onderzoek doen naar  $K^0 \rightarrow \pi\pi$  met de pion zowel geladen als neutraal. Die zijn vroeger al gedaan maar worden tot de dag van vandaag nog steeds verbeterd. We hebben vandaag de dag voor de  $\eta$ 's de volgende resultaten:

$$\begin{aligned}|\eta_{+-}| &= (2.232 \pm 0.011) \times 10^{-3} \\ |\eta_{00}| &= (2.220 \pm 0.011) \times 10^{-3}\end{aligned}\tag{274}$$

Om tot deze waarschijnlijkheid te meten is heel veel experimentele ingeniositeit aan te pas moeten komen. Desondanks de vele uren en energie dat hier in gestoken zijn is het niet goed genoeg om te zien of er directe  $CP$  schending is. We zijn met deze metingen 100% zeker dat er  $CP$  schending is maar om te zien of we aan directe  $CP$  schending doen, moet er met nog hogere precisie gemeten worden. Wat we nu zo precies willen meten is de ratio tussen de  $\eta$ 's.

$$\begin{aligned}R &= \left| \frac{\eta_{00}}{\eta_{+-}} \right|^2 \\ &= \frac{\Gamma(K_L \rightarrow \pi^0\pi^0)}{\Gamma(K_L \rightarrow \pi^+\pi^-)} \cdot \frac{\Gamma(K_S \rightarrow \pi^+\pi^-)}{\Gamma(K_S \rightarrow \pi^0\pi^0)} \\ &= \left| \frac{\epsilon - 2\epsilon'}{\epsilon + \epsilon'} \right|^2 = \left| \frac{1 - 2\epsilon'/\epsilon}{1 + \epsilon'/\epsilon} \right|^2 \\ &\approx \left| 1 - 3 \frac{\epsilon'}{\epsilon} \right|^2 \approx 1 - 3 \left( \frac{\epsilon'}{\epsilon} + \frac{\epsilon'^*}{\epsilon^*} \right) \\ &= 1 - 6\Re \left( \frac{\epsilon'}{\epsilon} \right)\end{aligned}\tag{275}$$

De reden waarom we overstappen naar deze ratio is omdat  $\frac{\Gamma(K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0)}{\Gamma(K_L \rightarrow \pi^+ \pi^-)}$  en  $\frac{\Gamma(K_S \rightarrow \pi^+ \pi^-)}{\Gamma(K_S \rightarrow \pi^0 \pi^0)}$  veel preciser kunnen bepaalt worden dan  $\eta_{+-}$  en  $\eta_{00}$ .

Dit is een heel typisch voorbeeld van dubbele ratios die gebruikt worden om veel nauwkeurigere metingen te doen omdat we de tellers en noemers kunnen herschikken in ons voordeel. In dit geval zullen door de herschikte ratios de fluxen van  $K_L^0$  en  $K_S^0$  wegvalLEN.

Zo was het uiteindelijk mogelijk om deze ratio heel exact te gaan meten.

$$\begin{aligned} \left| \frac{\eta_{00}}{\eta_{+-}} \right| &= 0.9951 \pm 0.0008 (\neq 1) \\ \Re \left( \frac{\epsilon'}{\epsilon} \right) &= (1.65 \pm 0.26) \times 10^{-3} \\ |\epsilon| &= (2.228 \pm 0.011) \times 10^{-3} \end{aligned} \quad (276)$$

Het is vandaag de dag dus duidelijk dat er zowel direct als indirecte  $CP$  schending zal plaats vinden. M.a.w. is de tijds omkering niet exact. Het vervallen van  $K^0$  of het vormen van  $K^0$  zal dus niet met exact dezelfde waarschijnlijkheid doorgaan.

## 10.5 Materie vs antimaterie

Wat heeft dit nu te maken met materie en antimaterie? Gaan we terug naar de kaon oscilaties. Daar hebben we dat  $K^0 \rightarrow \pi^- l^+ \nu_l$  en  $\bar{K}^0 \rightarrow \pi^+ l^- \bar{\nu}_l$  wat zuivere leptonische zwakke vervallen zijn. Zoals we gezien hebben in sectie 9.7 is het mogelijk aan de hand van de lading van het lepton om te zien of een  $K^0$  of  $\bar{K}^0$  is vervallen. Vertrekken we met een zuivere  $K^0$  bundel dan zien we enkel positief geladen leptonen en zal  $A$  veel groter dan 0 zijn. Na enkele picoseconden zal deze oscilleren in  $\bar{K}^0$  en zien we een dal in  $A$ . Uiteindelijk gaan deze toestanden over naar de  $K_L^0$  toestand (alle  $K_S^0$  zijn vervallen) die uit even veel  $K^0$  als  $\bar{K}^0$  bestaat. Voor  $t$  groot genoeg moet  $A$  dus naar 0 gaan. In de werkelijkheid zien we dat deze niet helemaal naar 0 gaan, er is een kleine asymmetrie.  $A$  is iets groter dan 0 wat wil zeggen dat we iets meer positieve leptonen hebben en dus iets meer  $K^0$  over hebben. De grafiek dat dit visualiseert is gegeven in figuur 97. Het is nu mogelijk om deze asymmetrie uit te schrijven voor de  $K_L^0$ 's door gebruik te maken van vergelijkingen (271).

$$\begin{aligned} A_L = \delta_L &= \frac{\Gamma(K_L \rightarrow \pi^- l^+ \nu) - \Gamma(K_L \rightarrow \pi^+ l^- \bar{\nu})}{\Gamma(K_L \rightarrow \pi^- l^+ \nu) + \Gamma(K_L \rightarrow \pi^+ l^- \bar{\nu})} \\ &= \frac{|p_K|^2 - |q_K|^2}{|p_K|^2 + |q_K|^2} \\ &= \frac{|1 + \epsilon|^2 - |1 - \epsilon|^2}{|1 + \epsilon|^2 + |1 - \epsilon|^2} = \frac{2\Re(\epsilon)}{1 + |\epsilon|^2} \end{aligned} \quad (277)$$

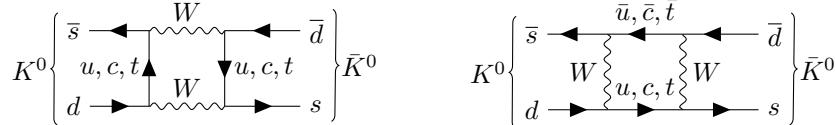
In deze uitwerking verwaarlozen we de directe  $CP$  schending (deze is ook niet waargenomen hier). We zien dus dat dit een effect is van niet meer dan een

aantal promille. Het mooie is dat de  $\epsilon$  die we hier meten overeen komt bij het onderzoek van het pionisch verval.

De experimentele waardes voor de asymmetrie zijn gegeven door  $A_L = (3.32 \pm 0.06) \times 10^{-3}$ . Nu is het mogelijk om een definitie te geven aan materie en antimaterie. Materie wordt gedefinieerd als: Wanneer de lading van de kern gelijk is aan de lading van het meest waarschijnlijke lepton in het  $K_L$  verval (positief) is wat wij materie noemen. Dit is contra intuïtief omdat we meer elektronen tegenkomen dan positronen. Bij het ontstaan van het universum zijn de elektronen en positronen hoofdzakelijk niet gemaakt via dit kanaal maar eerder via de neutrinos. Dit zal duidelijker worden in het volgende hoofdstuk.

## 10.6 Matrix element van Kaon oscillaties

De vraag is nu of dit consistent is met wat we al hadden. Kijken we hiervoor terug naar de box diagrammen van deze oscillaties en hun matrix elementen.



Bij elke vertex in deze diagrammen zien we dat de CKM-matrix elementen tevoorschijn zullen komen. Zo krijgen we uiteindelijk voor elke mogelijk intermediaire quark een matrix element  $\mathcal{M}_{qq'} \propto V_{qd} V_{qs}^* V_{q's}^* V_{q'd}$ . Het totale matrix element zal dan ongeveer overeen komen met  $\mathcal{M} \approx \mathcal{M}_{uu} + \mathcal{M}_{uc} + \mathcal{M}_{cu} + \mathcal{M}_{cc}$ . De matrixelementen waar een top quark voorkomt zullen verwaarloosbaar klein zijn vanwege zijn grote massa. We hebben enkel opmenging van de eerste en 2de generatie hier wat wil zeggen dat we kunnen gebruik maken van de Cabibbo hoeken:

$$\begin{aligned} V_{ud} &\approx V_{cs} \approx \cos \theta_C \\ V_{us} &\approx -V_{cd} \approx \sin \theta_C \end{aligned} \quad (278)$$

Dit kan dan uitgewerkt worden (zie hiervoor Thompson, dit is niet echt verwacht vanbuiten te kunnen in deze cursus) en krijgen we een massaverschil dat er als volgt uitziet:

$$\Delta m \approx \frac{G_F^2}{3\pi^2} \sin^2 \theta_C \cos^2 \theta_C f_K^2 m_K \frac{(m_c^2 - m_u^2)^2}{m_c^2} \quad (279)$$

De  $G_F^2$  komt van de koppelingen aan de 2  $W$  bosonen wat een 2de orde zwakke wisselwerking is. De sinus en cosinus termen komen van de CKM-matrix elementen en de massatermen komen van het uitwerken van de matrixelementen. Wat belangrijk is om te in te zien aan deze massatermen, is dat als  $m_c$  gelijk zou zijn aan  $m_u$  dat er geen massaverschil zou zijn tussen  $K^0$  en  $\bar{K}^0$ . De kaonen zouden nog steeds opmengen met elkaar maar de oscillaties zouden volledig gedempt zijn. Ten laatste hebben we ook nog een  $f_K^2$  vorm factor term over om de hadronische kaonen te beschrijven. Dit is niet mogelijk om te doen aan de hand van first principles.

Theoretisch uitgerekend komen we uit dat het massaverschil  $\Delta m \approx 5 \times 10^{-12} \text{ MeV}$  moet zijn en experimenteel vinden we  $3.5 \times 10^{-12} \text{ MeV}$  wat vrij goed overeen komt.

Waar is Ryckbosch vooral in geïnteresseerd? Het kunnen uitleggen waarom  $G_F^2$ , de sinussen en cosinussen... aanwezig zijn. Niet echt in de wiskunde hoe de matrix elementen worden uitgewerkt. Daar is geen tijd voor in een semestervak.

## 10.7 $CP$ schending

Deze uitrekeningen zeggen misschien iets over de oscillaties maar niets over de  $CP$  schending. Om dit theoretisch te kunnen bekijken moeten we er de 3de generatie matrix elementen aan toevoegen  $\mathcal{M}_{12} \propto V_{qd} V_{qs}^* V_{td} V_{ts}^*$ . De reden hiervoor is dat het fase element werkt tussen de eerste en 3de fase. Deze faseterm zal dus alleen maar voorkomen in  $\mathcal{M}$  als  $V_{td}$  daarin zal voorkomen. Bekijken we nu deze matrix elementen als we aan tijd inversie doen.

$$\mathcal{M}_{12} \propto V_{qd} V_{qs}^* V_{td} V_{ts}^* \quad \mathcal{M}_{21} \propto V_{qd}^* V_{qs} V_{td}^* V_{ts} = \mathcal{M}_{12}^* \quad (280)$$

Er zal  $CP$  schending plaatsvinden als  $\mathcal{M}_{12} \neq \mathcal{M}_{12}^*$  is (Dit komt van  $CPT$  die behouden moet worden). In de standaard parametrisatie is het alleen mogelijk dat deze afwijken door de imaginaire delen in de koppeling van de eerste met derde generatie  $V_{ub}$  en  $V_{td}$ .

Het is mogelijk om aan te tonen (zie de Thompson) dat de indirecte  $CP$  schending wordt gegeven door:

$$|\epsilon| \approx \frac{\Im(\mathcal{M}_{12})}{\sqrt{2}\Delta m} \quad |\epsilon| \propto \eta(1 - \rho + cst.) \quad (281)$$

Uit  $\epsilon$  is het dus mogelijk om de faseterm in de CKM-matrix te bepalen. Het probleem hierbij is dat dit moeilijk te bepalen is met de lichte kaonen. We willen het liefst een zwaarder meson bekijken dat een  $b$  quark bevat die bijna uitsluitend bindt met de  $t$  quark. De perfecte kandidaat hiervoor is het  $B$  meson.

## 10.8 $B$ -systeem

Omdat de bottom quark zo goed als alleen zal koppelen met de top quark hebben we nog maar 1 matrix element over.

$$\mathcal{M}_{12} \propto (V_{td} V_{tb}^*)^2 \quad (282)$$

Zoals voor het Kaon systeem kunnen we hier terug het massaverschil berekenen en zien dat  $\Delta m_d \propto |V_{td}^2|$ . Het is nu mogelijk om die fase te bekijken  $V_{td} = |V_{td}| e^{-i\beta}$ . De reden waarom er verschillende notaties worden gebruikt voor de fase is omdat er op dit moment nog veel onderzoek naar wordt gedaan en de benaming nog niet echt vast ligt.

Bekijken we nu de opmenging:

$$\begin{aligned} |B_L\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} (|B^0\rangle + e^{-i2\beta} |\bar{B}^0\rangle) \\ |B_H\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} (|B^0\rangle - e^{-i2\beta} |\bar{B}^0\rangle) \end{aligned} \quad (283)$$

We hebben hier deze fase aan  $B_L$  en  $B_H$  toegevoegd waardoor de verdeling niet perfect 50-50 meer zal zijn. Deze zal de indirekte  $CP$  schending weergeven. Dit onderzoek werd voor het eerst gedaan aan BaBar waar het verval  $B^0 (\bar{B}^0) \rightarrow J/\Psi K_S^0$  wordt bekeken. Hier zijn we terug geïnteresseerd in de  $CP$  van de toestanden.

$$\begin{aligned} CP|J/\Psi\rangle &= +|J/\Psi\rangle \\ CP|K_S^0\rangle &= +|K_S^0\rangle \\ \Rightarrow CP(|J/\Psi K_S^0\rangle) &= -1 \end{aligned} \quad (284)$$

Hoe komen we nu aan de  $CP$  van  $J/\Psi$ ? De pariteit hiervan is heel makkelijk. Dit is een vector boson dus  $P = -1$  en  $S = 1$ . Voor  $C$  moeten we naar de symmetrie van het deeltje kijken.

Table 13: Symmetrie van  $J/\Psi$

$\Psi$	$\Phi(r)$	$t(s)$	$\psi(c)$
-	+	+	-

Het radiaal deel is positief wegens in de grondtoestand te zitten en het spin gedeelte is positief wegens een totale spin van 1 te hebben. Omdat de totale golffunctie negatief moet zijn moet het C pariteit gedeelte negatief zijn. Zo krijgen we dus voor  $CP$  positief wordt. Omdat  $J$  ook moet behouden zijn en de spin van alle andere deeltjes dan  $J/\Psi$  is 0 en om aan een  $J$  van 0 te geraken, moet  $L = 1$  zijn. Zo krijgen we uiteindelijk  $CP(|J/\Psi K_S^0\rangle) = -1$ .

Het is nu mogelijk dat  $B^0 \rightarrow J/\Psi K_S$  en  $B^0 \rightarrow \bar{B}^0 \rightarrow J/\Psi K_S$  vervallen interfereren met elkaar. Hierdoor worden we gevoelig voor de verschillen tussen  $B^0 \rightarrow \bar{B}^0$  en  $\bar{B}^0 \rightarrow B^0$ .

Babar is een asymmetrisch experiment waar een positron en elektron worden omgezet in  $B$  mesonen.

De lading van de leptonen tonen zoals bij de kaon oscillaties of een  $B^0$  en  $\bar{B}^0$  vervallen is. Dit gebruiken we natuurlijk om de asymmetrie te onderzoeken.

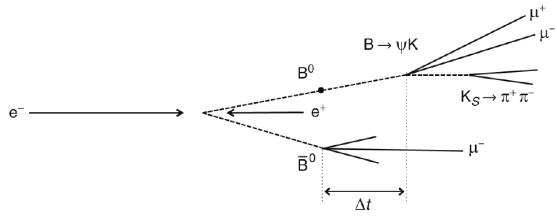


Figure 111: BABAR experiment om  $CP$  schending te bekijken

Wat we nu precies willen onderzoeken is het tijdverschil tussen het verval van  $\bar{B}^0$  en dat van  $B^0$ .

$$A_{CP} = \frac{\Gamma(\bar{B}^0 \rightarrow J/\Psi K_S^0) - \Gamma(B^0 \rightarrow J/\Psi K_S^0)}{\Gamma(\bar{B}^0 \rightarrow J/\Psi K_S^0) + \Gamma(B^0 \rightarrow J/\Psi K_S^0)} = \sin(\Delta m_d \cdot \Delta t) \sin(2\beta) \quad (285)$$

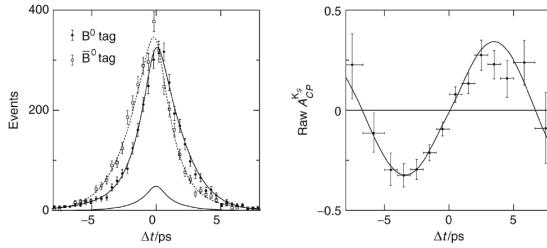


Figure 112: BABAR resultaten van  $CP$  schending

De reden dat voor grotere negatieve  $\Delta t$  geen vervallen zijn is omdat de  $B$  mesonen nog niet aangemaakt zijn. Voor be lage waarden voor positieve  $\Delta t$  is dat we aan het einde van de detector zijn gekomen en niet meer kunnen meten. Het kleine verschil die je ziet in de curves zullen neerkomen op een mooie oscillatie met frequentie  $\Delta m_d \cdot \Delta t$  en amplitude afhankelijk van  $\beta$ . We vinden uiteindelijk dat  $\sin(2\beta) = 0.685 \pm 0.032$  is.

## 10.9 Unitaire driehoek

We hebben al gekeken naar de som van de kwadraten van de rijen en kolommen van de CKM-matrix. We kunnen nu nog een stap verder gaan.

$$V^\dagger V = \begin{pmatrix} V_{ud}^* & V_{cd}^* & V_{td}^* \\ V_{us}^* & V_{cs}^* & V_{ts}^* \\ V_{ub}^* & V_{cb}^* & V_{tb}^* \end{pmatrix} \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (286)$$

De vermenigvuldiging van een rij met de kolom moet natuurlijk ook 0 of 1 zijn als we kijken naar het matrix product.

$$V_{ub}^* V_{ud} + V_{cb}^* V_{cd} + V_{tb}^* V_{td} = 0 \quad (287)$$

Bekijken we deze vergelijking in het complex vlak dan komt dit overeen met een driehoek.

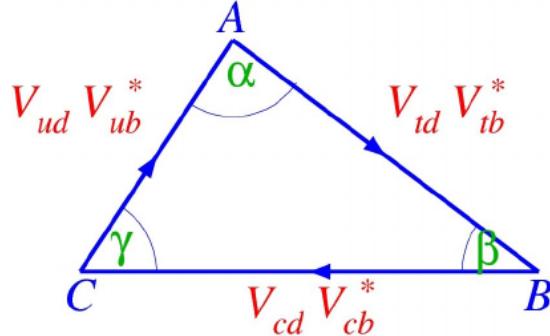


Figure 113: Driehoek voorstelling van matrix vermenigvuldiging

De  $cd$  en  $cb$  componenten is bij constructie reëel en de andere 2 termen hebben een imaginaire component. Het is zo mogelijk om uit te rekenen dat:

$$\begin{aligned} \frac{V_{ub}^* V_{ud}}{V_{cb}^* V_{cd}} &= (\rho + i\eta) \left( \frac{\lambda^2}{2} - 1 \right) \\ &= \bar{\rho} + i\bar{\eta} \end{aligned} \quad (288)$$

Zo bekomen we dat de coördinaten van deze driehoek gegeven worden door  $C = (0, 0)$ ,  $B = (1, 0)$  en  $A = (\bar{\rho}, \bar{\eta})$ .

Dit kan nu op meerdere manieren gemeten worden:

- $CA$  zijde:  $V_{ub}^* = A\lambda^3(\rho + i\eta)$  Al deze componenten hiervan hebben we al experimenteel bepaald.  $V_{ud}$  is reëel en is zeer goed gekend.
- $AB$  zijde:  $V_{td} = A\lambda^3(1 - \rho - i\eta)$  samen met  $V_{td} = |V_{td}| e^{-i\beta}$  is het mogelijk om in te zien dat  $\tan \beta = \frac{\eta}{1-\rho}$ .

We willen dus eigenlijk de coördinaten van  $A$  bepalen. Dit kunnen we doen op verschillende manieren die we samenvoegen in 1 plot (figuur 114).

De zijde  $CA$  kon gehaald worden uit  $|V_{ub}|$  en de zijde  $AB$  door  $|V_{td}|$  en  $|V_{tb}|$  of specifiek de metingen van  $\Delta m_d$  (oscillatie  $B^0/\bar{B}^0$  systeem) en  $\Delta m_s$  (oscillatie  $B_S/\bar{B}_S$  systeem). Deze metingen zijn enkel gevoelig voor de som van de reële en imaginaire delen. Om nu enkel het imaginaire gedeelte te bepalen moeten we bijvoorbeeld kijken naar de  $CP$  schending in het kaon systeem  $\varepsilon_K$  of  $CP$  schending in het  $B$  systeem krijgen we  $\sin 2\beta$ . We zien uiteindelijk dat er maar een klein gebied is waar overlap tussen al deze metingen mogelijk is. We kunnen hieruit afleiden dat alle metingen die we gedaan hebben consistent zijn met een overeenkomstig punt in  $(\rho, \eta)$ . De CKM-matrix is dus unitair.

Dit betekent dat alle indirecte  $CP$  schending die we waarnemen dat deze consistent is. Zo begrijpen we ook dat er juist 3 generaties zijn in het heelal die

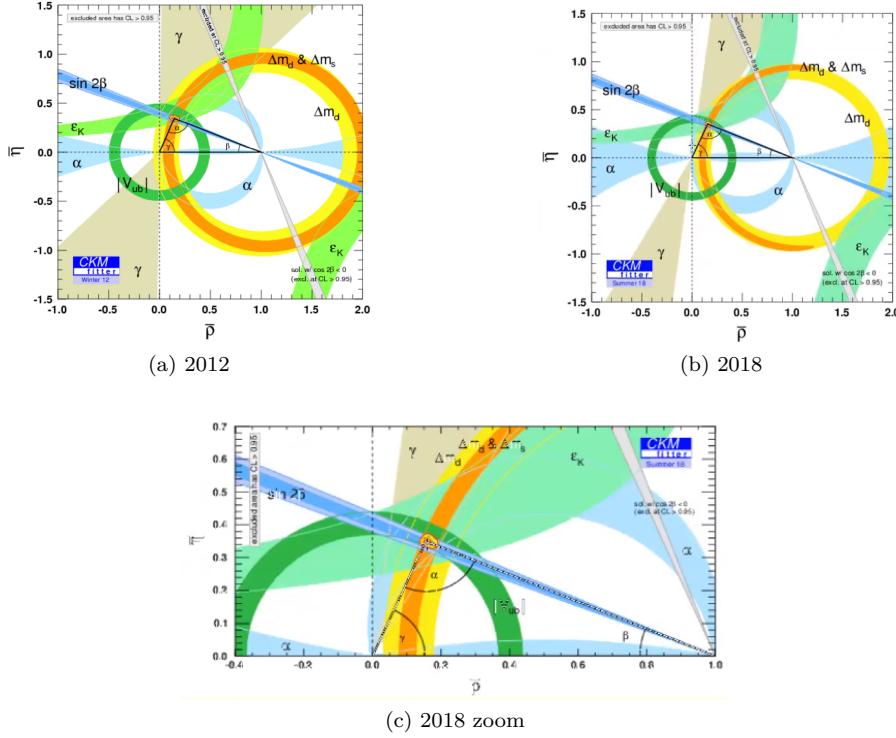


Figure 114: Alle metingen samengevoegd om  $A$  te bepalen

we in essentie niet zouden moeten hebben om een werkend heelal te beschrijven. Kijken we nu nog eens terug naar de Wolfenstein representatie van de CKM-matrix, zien we dat we alle parameters hebben bepaald.

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} 1 - \lambda^2/2 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \lambda^2/2 & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} + O(\lambda^4)$$

$$\lambda = 0.2253 \pm 0.0007 \quad (289)$$

$$A = 0.811^{+0.022}_{-0.012}$$

$$\rho = 0.13 \pm 0.02$$

$$\eta = 0.345 \pm 0.014$$

## 10.10 Conclusies $CP$ schending

Wat hebben we nu allemaal geleerd van de oscillaties?

- Deeltjes worden vaak als flavour eigentoestanden gecreëerd via de sterke wisselwerking.

- Deze deeltjes propageren als fysische massa eigentoestanden
- Uiteindelijk vervallen ze als ofwel flavour toestanden of  $CP$  eigentoestanden, afhankelijk van wat de eindtoestand is.

Over de  $CP$  schending hebben we geleerd dat:

- De  $CP$  schending komt van de complexe fase in de CKM-matrix.
- We hebben dit zowel in het  $K^0$  als  $B^0$  systemen waargenomen. We zouden dit ook graag zien in  $D$  systemen maar daar zijn we nog maar juist in staat om de oscillaties waar te nemen.
- Alle metingen die we doen zijn consistent met 1 complexe fase.

Hier is nog niet alles mee opgelost. De  $CP$  schending die we hier waarnemen is te klein om de  $CP$  schending in het universum te verklaren. We moeten hier natuurlijk opletten wat we zeggen. De  $CP$  schending in het kaon systeem en deze van het universum zijn niet dezelfde grootheden. De  $CP$  schending van  $10^{-10}$  van het universum komt van het verschil in aantal baryonen en foto-  
nen in het universum. Deze foto-  
nen komen uiteindelijk van baryon-antibaryon (lepton-antilepton) annihilatie. Indien er geen  $CP$  schending zou zijn moeten alle baryonen en antibaryonen annihielen in elkaar in foto-  
nen. Wat we vandaag de dag zien is dat er zo goed als  $10^{10}$  keer meer foto-  
nen hebben dan baryonen m.a.w. moet er in de vroege fase van het heelal een heel klein onevenwicht ge-  
weest zijn tussen baryonen en antibaryonen van de orde  $10^{-10}$  zodat we vandaag de dag nog een kleine overmaat aan baryonen waarnemen die niet geannihileerd zijn. In deze  $CP$  schending (meson oscillaties) komt de baryon schending totaal niet aan te pas. Die moet er nog bovenop geplaatst worden. Dit zit niet echt verwerkt in het Standaard Model. Om dit uit te rekenen moet je aan niet perturbatieve QCD doen wat buiten de scope van deze cursus is. Indien je dit zou doorwerken zien we dat we met de faseterm in de CKM-matrix niet toekomen om het heelal te beschrijven. Hetzelfde probleem van de baryonen hebben we ook bij de leptonen wat we in het volgende hoofdstuk bekijken.

## 11 Neutrinos

Als bijnaam hebben de neutrinos de naam “ghost” particles. De reden hiervoor is dat ze alleen zwak interageren wat hen een kleine werkzame doorsnede geeft en dus moeilijk te detecteren zijn. Bij deze deeltjes hebben we een hoop vragen die nog niet opgelost zijn.

- Zijn dit Dirac of Majorana fermionen?
- Wat is hun massa?
- Wat zijn hun oscillatie eigenschappen?
- Is er  $CP$  schending in de lepton sector?

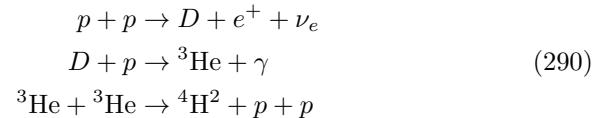
- Zijn er rechts handige neutrinos?
- Zijn er meer dan 3 types neutrinos?

Vandaag de dag hebben we enkel een antwoord op de vraag wat hun oscillatie eigenschappen zijn. Dit alles zullen we bespreken in dit hoofdstuk.

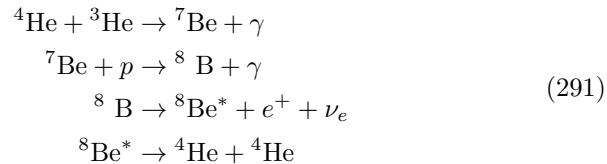
### 11.1 Neutrino bronnen

Door het moeilijk te detecteren zijn is het belangrijk dat we er veel aanmaken. De belangrijkste bronnen zijn:

- Zonne neutrinos: Ontstaan uit nucleaire reacties in de zon en dus met een energie in de MeV's. Om te zien hoe de zon neutrinos maakt moeten we kijken naar hoe deze brandt. De zon zal protonen fuseren tot  $^4\text{He}$  kernen (*pp*-cyclus).



We moeten hier uiteindelijk 4 protonen omzetten in 2 protonen en 2 neutronen. Dit omzetten kan enkel gebeuren via de zwakke wisselwerking. We mogen blij zijn dat de zon zal branden aan de hand van de zwakke wisselwerking omdat deze anders heel snel opgebrand zou zijn. Naast deze *pp*-cyclus hebben we ook nog de Boron-cycle



waar terug een zwakke wisselwerking component zit, de Be-capture



wat een zwakke wisselwerking is en de *pep* reactie



De 2 laatste processen zullen een non energetisch neutrino aanmaken. Zo ziet het neutrino spectrum er als volgt uit.

- Atmosferische neutrinos: Ontstaan uit hoog energetische reacties van kosmische straling die botst op de atmosfeer. De orde van de energie van deze neutrinos is in de GeV-PeV. De invallende protonen van kosmische straling hebben zo een hoge energie ( $10^{21}\text{eV}=1\text{ZeV}$ ) dat we dit het "Oh My God particle" noemen. Deze botsen op de atmosfeer die van alle soorten deeltjes geven die kunnen vervallen naar hoog energetische neutrinos. Dit gebeurt typisch op 15 kilometer hoog.

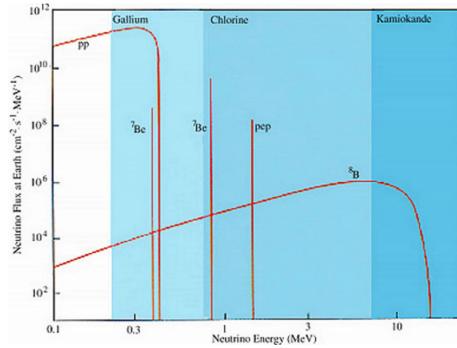


Figure 115: Spectrum van de zon neutrinos

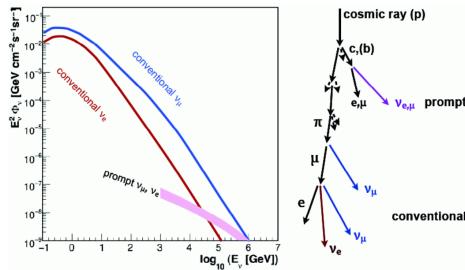


Figure 116: Verval van kosmische straling in de atmosfeer

- Kern reactoren: Deze hebben energie in de orde van MeV's. In de nucleaire reactoren zijn er een hoop kernen aanwezig met een overmaat aan neutronen. Deze zetten een kettingreactie in gang waar de ene na de andere neutron rijke kern aan fissie productie doet. Dit is een  $\beta^-$  verval  $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$ .
- Neutrino bundels: Deze worden gemaakt uit het verval van pion bundels  $\pi \rightarrow \mu + \nu_\mu \rightarrow e + 2\nu_\mu + \nu_e$ . De orde van de energie is in de GeV's.

## 11.2 Zonne neutrino detectoren

De allereerste detector om neutrinos te detecteren maakt gebruik van de het invers  $\beta^-$  verval ( $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$ ). In 1964 wordt dit geïmplementeerd in het Homestake mine experiment. John Bacall is een theoretische astrofysicus die in detail uitrekende hoeveel neutrinos er uit de zon zouden moeten komen. Hij schat dat er enkele duizenden tot tienduizenden neutrinos per  $\text{cm}^2/\text{s}$  zouden moeten vrijkomen. Samen met Davis proberen ze dit nu experimenteel na te gaan. Zoals gewoonlijk wordt dit voorstel afgewezen omdat het niet meetbaar zou zijn. Na bewijs dat het weldegelijk meetbaar is wordt het een 2de keer afgewezen omdat ze zeggen dat we toch weten uit berekeningen hoeveel neutrinos er uit de zon komen. Ze zijn hier toch mee verder gegaan met een groot vat

aan droogkuisproduct. Hier zit chloor in dat de neutrinos kan opvangen.



De threshold voor deze reactie is  $E_\nu > 0.814\text{MeV}$ . Het zou makkelijker zijn om het elektron van deze reactie te meten in plaats van het bubbeltje aan argon gas maar er zijn zo weinig evenementen dat het zo goed als onmogelijk is om deze waar te nemen.

$$\begin{aligned} R(\text{Cl}, SSM) &= 8.1 \pm 1.3 SNU \\ R(\text{Cl, exp.}) &= 2.56 \pm 0.16 \pm 0.16 SNU \end{aligned} \quad (295)$$

*SNU* is hier de solar neutrino unit. De foutenvlag van het standaard zonne model komt van de onzekerheden van de astrofysische modellen die we hebben van de zon. In het experiment zien we maar 30% van de voorspelde neutrino flux.

De reacties hierop zijn voorspelbaar. Langs de ene kant wordt door theoretisch gezegd dat ze niet kunnen meten en de experimentussen zeggen dat een slechte voorspelling is gemaakt. Als je zo een verschil ziet, probeer je het experiment opnieuw maar beter uit te voeren om zeker te zijn wat we hebben waargenomen. Het is beter om dit experiment met gallium capture van neutrinos uit te voeren.



Het voordeel bij deze reactie is dat de energie threshold kleiner is,  $E_\nu = 0.233\text{MeV}$ . Met deze threshold is het mogelijk om neutrinos uit de  $pp$ -cyclus waar te nemen. Het probleem bij dit experiment is dat gallium niet makkelijk te verkrijgen is en dus duur is. Dit onderzoek is gedaan in het GALLEX en SAGE experiment. SAGE staat voor soviet american gallium experiment. In 1992 is de Soviet unie gevallen en was het te gevaarlijk geworden om het SAGE experiment verder te zetten in het Caucasus gebergte. Het heeft geduurd tot eind de jaren 90 om de zaken terug onder controle te krijgen. Hieruit kregen we terug dat er te weinig neutrinos werden waargenomen.

Het probleem bij dit soort experimenten was dat enkel het aantal waargenomen neutrinos werd geteld, niet hun richting. We waren dus niet zeker dat deze neutrinos van de zon kwamen. Het is dus nodig een experiment te ontwerpen die dit wel kan. Het Kamiokande experiment probeert de neutrinos waar te nemen aan de hand van elastische botsingen,  $\nu_x + e^- \rightarrow \nu_x + e^-$ . Hier is een gigantische hoeveelheid ultra zuiver water waar een elektron kan versneld worden aan de hand van de elastische botsing. Dit elektron zal in het water sneller dan het licht gaan en doet aan Cerenkov straling. Projecteer je deze straling op een detector dan krijg je Cerenkov ringen. Aan de hand van de grote van de ring kan een idee gekregen worden over de snelheid van het elektron. Belangrijker kan aan de hand van de oriëntatie van deze ring de richting van het elektron bepaald worden. Het nadeel hierbij is dat er hoge threshold energie nodig is. Zetten we het aantal evenementen nu uit in functie van de hoek naar de zon (figuur 117) zien we duidelijk dat er een overschat is aan neutrinos die komen van de zon.

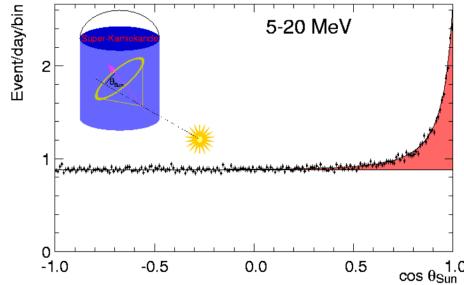


Figure 117: Resultaten van het Kamiokande experiment

Bekijken we nu alle resultaten van deze experimenten samen:

$$\begin{aligned}
 R(\text{Cl}, SSM) &= 8.1 \pm 1.3 \text{SNU} \\
 R(\text{Cl}, \text{exp.}) &= 2.56 \pm 0.16 \pm 0.16 \text{SNU} \\
 R(\text{Ga}, SSM) &= 126 \pm 10 \text{SNU} \\
 R(\text{Ga}, \text{GALLEX}) &= 69.3 \pm 4.1 \pm 3.6 \text{SNU} \\
 R(\text{Ga}, \text{SAGE}) &= 70.8^{+5.3+3.7}_{-5.2-3.2} \text{SNU} \\
 \Phi_{SSM} &= (5.69 \pm 0.91) \times 10^{10} \text{m}^{-2} \text{s}^{-1} \\
 \Phi_{SK} &= (2.35 \pm 0.02 \pm 0.08) \times 10^{10} \text{m}^{-2} \text{s}^{-1}
 \end{aligned} \tag{297}$$

Zoals bij het initiële zonne neutrino experiment is er in GALLEX en SAGE experiment ook een tekort gevonden met maar 70% van de hoeveelheid voorspelde neutrinos waargenomen. Hetzelfde voor Kamiokande vinden we maar 1/2 van de voorspelde neutrinos. Uit deze resultaten concluderen we dat een deel van de neutrinos verdwijnen onderweg van het centrum van de zon tot ons.

Een mogelijkheid zou zijn dat de zon is gestopt met branden. De reden waarom dat mogelijk is, is omdat het 10000 jaar zou duren voor de energie, protonen, elektronen... om van het centrum van de zon naar de rand te geraken. Daar tegen zullen de centrale neutrinos hier zijn in 8 minuten. Zo is het mogelijk dat we het stoppen van het branden van het centrum van de zon wel al kunnen zien in de neutrinos maar niet aan de zon zelf. Dit is een absurde stelling die we niet echt in acht moeten nemen.

### 11.3 SNO (=Sudbury Neutrino Observatory)

Waar de neutrinos naartoe gaan, wordt aangetoond in 2002 in het SNO experiment.

Het SNO laboratorium is een clean room 2 kilometer onder de grond in een mijne. De reden waarom we zo diep onder de grond gaan is om de muon achtergrond van kosmische straling, waar deze detectoren heel gevoelig voor zijn, te minimaliseren. Het speciale aan deze detector was het gebruik van zwaar water in de Cerenkov detector. Wat zijn nu de mogelijke interacties die kunnen plaats vinden in deze detector.

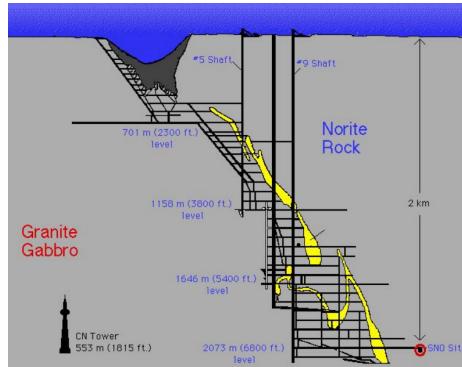


Figure 118: Schematische voorstelling van het SNO experiment

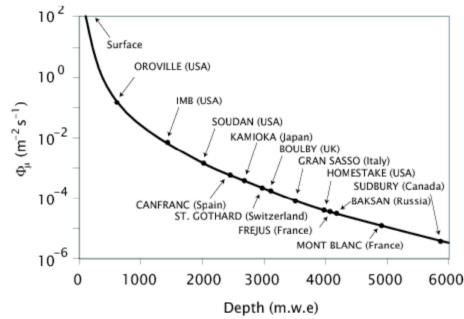


Figure 119: Muon achtergrond in functie van de diepte

- elastische botsingen:  $\nu_x + e^- \rightarrow \nu_x + e$
- charged current reactie:  $\nu_e + D \rightarrow p + p + e^-$
- neutral current reactie:  $\nu_x + D \rightarrow p + n + \nu_x$

De geladen reactie zal niet genoeg energie hebben om een muon aan te maken, de andere reacties zijn wel gevoelig aan alle flavours met de elastische botsing gevoeliger voor elektronen omdat deze meer feynman diagrammen hebben.

$$\begin{aligned} \text{CC} &\propto \phi(\nu_e) \\ \text{NC} &\propto \phi(\nu_e) + \phi(\nu_\mu) + \phi(\nu_\tau) \\ \text{ES} &\propto \phi(\nu_e) + 0.154 [\phi(\nu_\mu) + \phi(\nu_\tau)] \end{aligned} \quad (298)$$

Nu we weten wat er hier gebeurt, kunnen we de resultaten van dit experiment bekijken.

In deze resultaten hebben we horizontaal de flux aan elektro neutrinos en verticaal de flux aan muon en tau neutrinos. In het rood zien we wat de charge current reactie geeft, die natuurlijk enkel flux voor elektronen geeft. Deze flux is

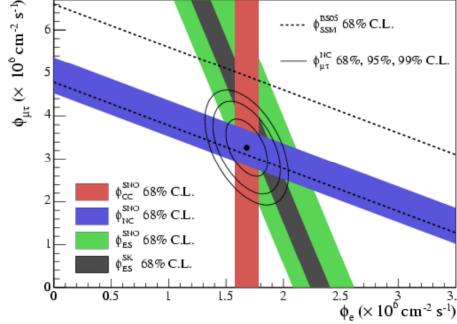


Figure 120: Resultaten van SNO experiment

veel lager dan wat we verwachten in het Standaard Model. Deze zouden voor het Standaard model buiten de figuur liggen. In het blauw zien we de resultaten van de neutral current reacties wat de sommatie is van de verschillende neutrinos samen is. Wat mooi is dat deze neutrinos samen wel het standaard model (stippellijnen in grafiek) volgen. Al de metingen die gedaan zijn komen samen tot 1 punt waar we zien dat maar 1/3 van de neutrinos van de zon bestaan uit  $\nu_e$ .

Hiermee hebben we ten eerste bewezen dat we begrijpen hoe dat de zon werkt op enkele procenten na, ten tweede dat de neutrinos er wel degelijk uitkomen en dat we ze kunnen detecteren en ten derde dat de neutrinos aangemaakt worden als  $\mu_e$  maar onderweg opmengen met de andere flavours, ze zijn er in geoscilleerd.

## 11.4 KamLAND

Verder bewijs van deze oscillaties komt in 2002 in het KamLAND experiment (Kamioka Liquid Scintillator Anti-Neutrino Detector). Hier wordt er gekeken naar  $\bar{\nu}_e$  antineutrinos afkomstig van een Japanse en Zuid-Koreaanse kern centrales met een gemiddelde afstand van  $L \approx 180\text{km}$ . Van al de reactoren die ze gebruiken kunnen ze aan de hand van hun vermogen bepalen hoeveel antineutrinos moeten vrij komen. De detector maakt gebruik van een vloeibare scintillator waar aan elastische verstrooiing kan gedaan worden  $\bar{\nu}_e + e^- \rightarrow \bar{\nu}_e + e^-$ . De bewegende elektronen zullen getracked worden in de scintillator. Omdat we de energie van de elektronen te kunnen bepalen is het mogelijk om het spectrum van neutrinos te bepalen.

De Bovenste grafiek toont het spectrum dat we verwachten uit de theorie. Naast de neutrinos van de reactoren in het zwart en de achtergrond in het rood verwachten we nog een interessant soort neutrinos te vinden, de geo neutrinos. Dit zijn neutrinos die ontstaan in de aarde van radioactieve kernen aanwezig in de aarde. De extra hoeveelheid warmte dat de aarde uitstraalt dat niet van de zon komt moet komen van dit radioactief verval binnenin de aarde. In de onderste grafiek zien we de theorie omgevormd tot het zwarte histogram. Wat we waarnemen zijn de zwart stippen wat helemaal anders is. Zetten we de

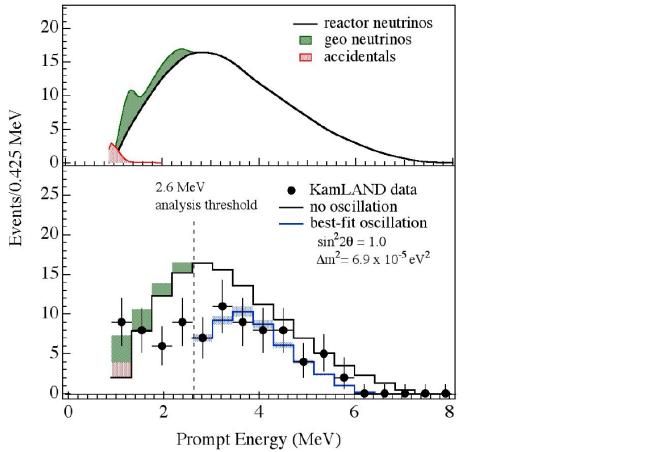


Figure 121: Energie spectrum van neutrinos in KamLAND

overleving probaliteit van de neutrinos nu uit in functie van de ratio van de afgelegde afstand op zijn energie dan krijg je figuur 122.

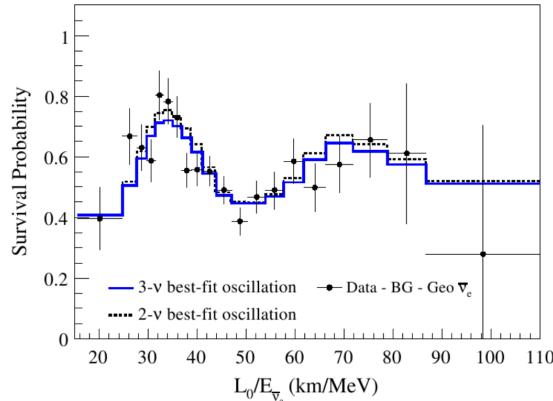


Figure 122: Overleving probaliteit in functie van de afstand en energie

In deze uitzetting kan je mooi zien dat de antineutrinos oscilleren.

## 11.5 Oscillaties: 2 generaties

Om het onszelf makkelijk te houden op dit moment, kijken we alleen naar oscillaties tussen 2 generaties,  $\nu_e$  en  $\nu_\mu$ . De massaeigentostanden kennen we uit de Schrödinger vergelijking. Deze gedragen zich als een vlakke golf.

$$|\nu_i(t)\rangle = |\nu_i\rangle e^{i(\vec{p}_i \cdot \vec{x} - E_i t)} = |\nu_i\rangle e^{-i\phi_i} \quad (299)$$

Omdat  $\vec{p}_i \cdot \vec{x} - E_i t$  vrij lang is om op te schrijven hebben we dit samengevoegd in een fase  $\phi_i$ . De relatie tussen de massa eigentoestanden en flavour eigentoestanden is weer niets anders dan een rotatie over de hoek  $\theta$ . Wat gebeurt er hier nu? We creëren in reacties flavour eigentoestanden. Omdat deze neutrinos geen lading hebben zullen deze opmengen met elkaar.

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix} \quad (300)$$

Indien dat de fases van de verschillende massa eigentoestanden gelijk zijn, zijn er geen oscillaties. Dit is het geval in het Standaard Model omdat neutrinos daar geen massa hebben. In tegenstrijd met het Standaard Model hebben we waargenomen dat neutrinos wel massa hebben en dus zullen oscilleren. Gaan we ervan uit dat we ons op  $t = 0$  in een pure neutrino  $\nu_e$  toestand bevinden.

$$|\psi(0)\rangle = \cos \theta |\nu_1\rangle + \sin \theta |\nu_2\rangle \quad (301)$$

Na tijd  $T$  op afstand  $L$  hebben we:

$$|\psi(L, T)\rangle = \cos \theta |\nu_1\rangle e^{-i\phi_1} + \sin \theta |\nu_2\rangle e^{-i\phi_2} \quad (302)$$

Hierbij hebben we voor elke massa eigentoestand een verschillende fase. Schrijven we dit nu uit in functie van de flavour eigentoestanden aan de hand van vergelijking (300):

$$|\psi(L, T)\rangle = (e^{-i\phi_1} \cos^2 \theta + e^{-i\phi_2} \sin^2 \theta) |\nu_e\rangle - (e^{-i\phi_1} - e^{-i\phi_2}) \cos \theta \sin \theta |\nu_\mu\rangle \quad (303)$$

We hebben nu aangetoond dat we na zekere tijd een opmenging krijgen met  $\nu_\mu$  met als voorwaarde dat  $\theta \neq 0$  en de fases niet gelijk zijn. Dit verschil in fase is enkel mogelijk als er een verschil in massa is. Rekenen we dit verder uit dan krijgen we:

$$\begin{aligned} |\psi(L, T)\rangle &= e^{-i\phi_1} [(\cos^2 \theta + e^{i\Delta\phi_{12}} \sin^2 \theta) |\nu_e\rangle \\ &\quad - (1 - e^{i\Delta\phi_{12}}) \cos \theta \sin \theta |\nu_\mu\rangle] \\ &= c_e |\nu_e\rangle + c_\mu |\nu_\mu\rangle \end{aligned} \quad (304)$$

We verkrijgen dus een zekere waarschijnlijkheid  $c_e^2$  om  $\nu_e$  te krijgen en om  $\nu_\mu$  te krijgen  $c_\mu^2$ . De waarschijnlijkheid om  $\nu_e$  om te zetten in een  $\nu_\mu$  is gegeven door:

$$\begin{aligned} P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) &= c_\mu c_\mu^* = (1 - e^{i\Delta\phi_{12}}) (1 - e^{-i\Delta\phi_{12}}) \cos^2 \theta \sin^2 \theta \\ &= \sin^2(2\theta) \sin^2\left(\frac{\Delta\phi_{12}}{2}\right) \end{aligned} \quad (305)$$

$$\Delta\phi_{12} = (E_1 - E_2) T - (p_1 - p_2) L$$

Het is terug duidelijk dat  $\theta \neq 0$  en dat er een faseverschil moet zijn om opmenging te kunnen krijgen. Het verder uitwerken van de dit faseverschil moet normaal gedaan worden aan de hand van golf pakket propagatie. Wat er uiteindelijk gebeurt, is de generatie van een golffacket bij  $t = 0$  dat je identificeert als

een elektron neutrino. Dat golffacket propageert zich in de tijd op een niet triviale manier beschreven door de Schrödinger vergelijking. Deze golfvergelijking zal op een bepaalt moment interageren met de golffunctie van de kern om het golffacket te detecteren. Dit zou allemaal op een heel propere manier moeten uitgewerkt worden. Dit alles kan benadert worden met als voorwaarde dat de productie en detectie op groot genoeg afstand van elkaar gebeuren zodat het golffacket als een vlakke golf kan benadert worden. Indien we dit doen en we stellen  $p_1 = p_2 = p$  of  $E_1 = E_2 = E$  of  $\beta_1 = \beta_2 = \beta$  gelijk aan elkaar, dan leiden ze allemaal tot hetzelfde faseverschil:

$$\begin{aligned}\Delta\phi_{12} &= (E_1 - E_2)T = \left[ p \left( 1 + \frac{m_1^2}{p^2} \right)^{\frac{1}{2}} - p \left( 1 + \frac{m_2^2}{p^2} \right)^{\frac{1}{2}} \right] T \\ &\approx \frac{m_1^2 - m_2^2}{2p} L\end{aligned}\quad (306)$$

Dit resultaat zal ook bekomen worden voor de mooie uitwerking met golf pakket propagatie. Nu we dit hebben kunnen we de waarschijnlijkheden van de opmengingen verder uitwerken:

$$\begin{aligned}P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) &= \sin^2(2\theta) \sin^2 \left( \frac{(m_1^2 - m_2^2)L}{4E_\nu} \right) \\ &= \sin^2(2\theta) \sin^2 \left( 1.267 \frac{\Delta m^2 [\text{eV}^2] L [\text{km}]}{E_\nu [\text{GeV}]} \right) \\ P(\nu_e \rightarrow \nu_e) &= 1 - \sin^2(2\theta) \sin^2 \left( \frac{(m_1^2 - m_2^2)^2 L}{4E_\nu} \right)\end{aligned}\quad (307)$$

De factor 1.267 komt van het omzetten in de verschillende eenheden. Zoals bij de meson oscillaties zien we nu terug een afhankelijkheid van de oscillaties aan het massaverschil van de neutrinos maar deze is niet helemaal hetzelfde. Bij de mesonen hebben we een factor  $\Delta m \cdot t$ , hier hebben we  $\Delta m^2$  zonder een tijd afhankelijkheid. Van waar komt dit verschil? We hebben dezelfde berekeningen uitgevoerd. Het verschil zit hem in de initiële fase  $\vec{p}_i \cdot \vec{x} - E_i t$ . In het geval van de CKM opmenging hebben we de sterke en zwakke eigentoestanden laten opmengen in elkaar en hadden we enkel een opmenging in de tijd. Hier bij de neutrinos zijn het de massa eigentoestanden die we laten propageren die geen sterke eigentoestanden zijn. Omdat neutrinos zo een kleine massa hebben zullen deze altijd aan zo goed als de lichtsnelheid bewegen. Het is dus onmogelijk om te kijken naar het COM systeem van de neutrinos. Voor deze propagatie van de neutrinos kijken we naar hun van uit het LAB frame. Dit zorgt ervoor dat we nu naar het verschil tussen  $E$  en  $\vec{p}$  zitten te kijken waar de massa in verwerkt zit. Reken je dit uit dan krijg je de massa in het kwadraat. **Dit verschil in vergelijkingen tussen meson en neutrino oscillaties begrijpen is heel belangrijk.**

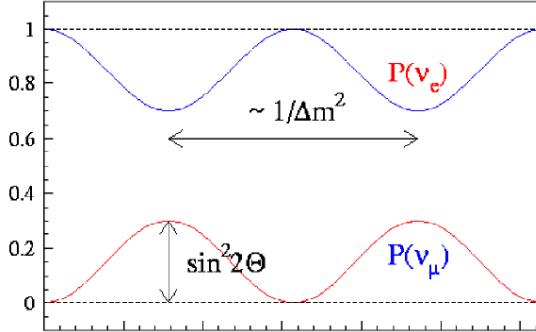


Figure 123: Plot van de neutrino flavour waarschijnlijkheden

## 11.6 Oscillaties: 3 generaties

Voegen we nu de 3de generatie aan neutrinos toe. Dit zal ons in de plaats van de eenvoudige  $2 \times 2$  opmenging matrix nu een  $3 \times 3$  matrix geven tussen de flavour eigentoestanden en de massa eigentoestanden.

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_i U_{\alpha i} |\nu_i\rangle$$

$$U = \begin{pmatrix} U_{\alpha 1} & U_{\alpha 2} & U_{\alpha 3} \\ U_{\beta 1} & U_{\beta 2} & U_{\beta 3} \\ U_{\gamma 1} & U_{\gamma 2} & U_{\gamma 3} \end{pmatrix} \quad (308)$$

Met  $\nu_i$  de massaeigentoestanden en  $\nu_\alpha$  de flavour eigentoestanden. Deze matrix kan op een gelijkaardige manier geparametriseerd worden als de CKM-matrix. De naam van deze matrix is de “Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata (PMNS) matrix”.

$$U = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \quad (309)$$

Hierbij zijn  $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$ ,  $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$  en  $\delta$  de  $CP$ -schende fase. Ook zoals bij de CKM-matrix is het mogelijk om de PMNS-matrix te herschrijven als volgt:

$$U = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} e^{i\alpha_1/2} & 0 & 0 \\ 0 & e^{i\alpha_2/2} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (310)$$

We zien dat er voor de neutrinos extra  $CP$  schendende termen ( $\alpha_1$  en  $\alpha_2$ ) moeten toegevoegd worden aan de matrix indien het Majorana deeltjes zouden

zijn. Al dit zal ons iets meer ingewikkelder waarschijnlijkheden geven waar de sinussen en cosinussen vervangen zijn door de PMNS-matrix elementen.

$$\begin{aligned} P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta} &= |\langle \nu_\beta(t) | \nu_\alpha(t=0) \rangle|^2 \\ &= \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{j>i} U_{\alpha i} U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j} \sin^2 \left( \frac{\Delta m_{ij}^2 L}{4E_\nu} \right) \end{aligned} \quad (311)$$

met  $U_{\alpha i}$  reëel als  $\delta = 0$  is. Wat we opmerken is dat we een sinus kwadraat hebben en dus ongevoelig zijn voor het teken van  $\Delta m^2$ . Het zal dus mogelijk zijn om het verschil in massa tussen 2 neutrino flavours te bepalen maar het is niet mogelijk om te zeggen welke de lichtste zal zijn.

## 11.7 MSW effect

We willen eigenlijk echt wel weten welk neutrino welke massa heeft. Om dit probleem op te lossen is het hebben van een materie effect. Als we de neutrinos nu eens laten propageren door materie in plaats van een vacuum zal deze interageren met die materie, in het bijzonder de elektronen. Naast de gewone elastische botsingen krijgen we naast de neutrale stroom ook een geladen stroom interactie.

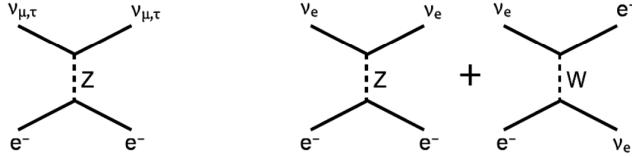


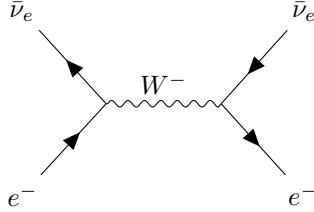
Figure 124: Feynman diagrammen van mogelijke neutrino reacties in materie

Zoals dat de  $W$  en  $Z$  bosonen massa krijgen door te interageren met het Higgs veld en zo inertie te krijgen en de protonen die een wolk van quarks en gluonnen om zich heeft, zullen de neutrinos constant met het zwakke interactieveld interageren en creëren zo een wolk van elektronen,  $Z$  bosonen en  $W$  bosonen rond zich. Deze wolk interageert met de elektronen in de materie en krijgen een effectieve massa. Dit zal zich vertonen als een aanpassing van de massaterm in de oscillaties.

$$\begin{aligned} \Delta m_M^2 &= \Delta m^2 \times \xi \\ \xi &= \sqrt{\sin^2(2\theta) + \left( \cos(2\theta) - \frac{A_{CC}}{\Delta m^2} \right)^2} \\ \sin(2\theta_M) &= \frac{\sin(2\theta)}{\xi} \\ A_{CC} &= \pm 2\sqrt{2}E_\nu G_F N_e \end{aligned} \quad (312)$$

In deze aanpassing zit de afhankelijkheid van de charged current reactie,  $A_{CC}$ . In deze term zit natuurlijk de zwakke wisselwerking constante en een gevoe-

ligheid voor de densiteit aan elektronen in. De reden voor  $\pm$  in  $A_{CC}$  is dat de charged current interactie ook kan gebeuren in een t-channel met antineutrinos.



Hier kan mee aan de slag gegaan worden. We hebben een maximale mixing ( $\sin(2\theta_M) = 1$ ) als  $A_{CC} = \Delta m^2 \cos(2\theta)$  is. Zo krijgen we de afhankelijkheid van de elektron densiteit

$$N_e^R = \frac{\Delta m^2 \cos(2\theta)}{2\sqrt{2}E_\nu G_F} \quad (313)$$

die bij de energie van het neutrino een resonantiepiek zal hebben. Het mooie is dat we hierbij gevoelig zijn voor het teken van massa kwadraat verschil. Dit kunnen we nu dus meten.

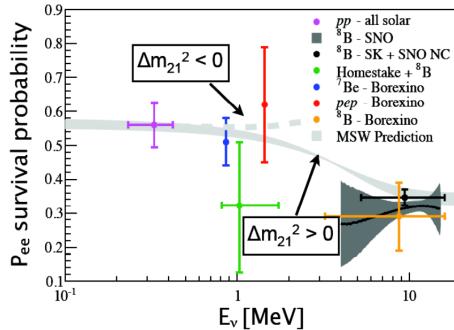


Figure 125: Resultaten voor het massaeffect

Hierbij bekijken we de survival probabiliteit van de elektron neutrinos in functie van hun energie. Het verschil in de hoeveelheid waargenomen neutrinos bij de verschillende experimenten kan nu begrepen worden. De hoeveelheid neutrinos dat wordt waargenomen hangt af van de energie waarbij we deze waarnemen. Hier kunnen we nu dus uit bepalen welk neutrino zwaarder is. Omdat de waarschijnlijkheid afneemt bij hogere energie wil dit zeggen dat de 2de massa eigentoestand zwaarder zal zijn dan de eerste.

## 11.8 Bepalen van $\theta_{12}, \Delta m_{21}^2$

Na al dit meten is het nu mogelijk om  $\theta_{12}$  en  $\Delta m_{21}^2$  te bepalen. Dit doen we aan de hand van de experimenten op zonne neutrinos en het Kamiokande experi-

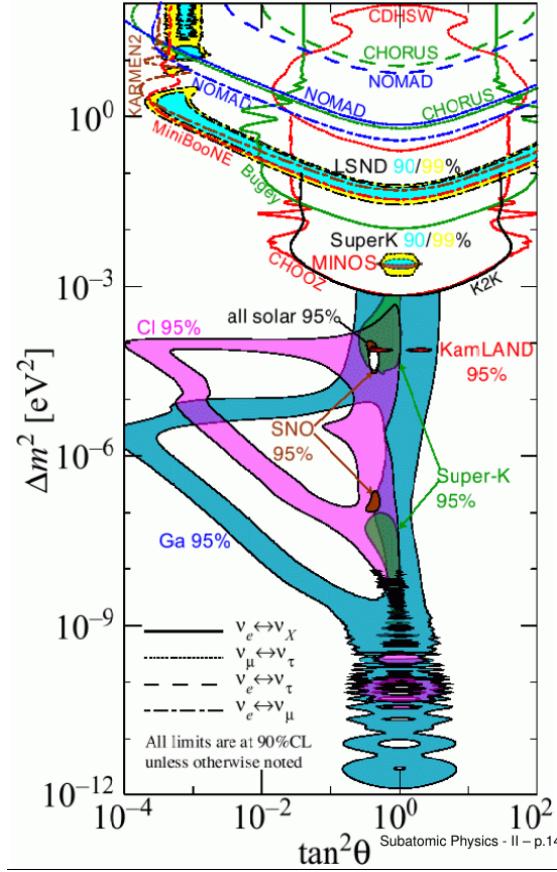


Figure 126: Samenvoeging van een groot deel van van de neutrino experimenten

ment. Als deze overeen zouden komen is de  $CP$  behouden. Bekijken we al deze experimenten samen zien we dat elke in het centrale gebied de metingen overeen zullen komen met elkaar. Vandaag de dag hebben we voor deze parameters de volgende waarden:

$$\Delta m_{21}^2 = m_2^2 - m_1^2 = (7.6 \pm 0.2) \times 10^{-5} \text{ eV}^2 \quad (314)$$

$$\sin^2(2\theta_{12}) = 0.87 \pm 0.04$$

Wat dit ons zegt is dat 1 van de 2 massa moeten hebben. Het is dus perfect mogelijk dat één van de 2 een massa van 0 heeft.

## 11.9 2de generatie

De  $\mu$  en  $\tau$  neutrinos kunnen ook opmengen met elkaar. Dit hoeft eigenlijk niet dus onderzoeken we dit. Om dit te onderzoeken kijken we naar atmosferische

neutrinos. Deze bestaan vooral uit  $\nu_\mu$  omdat de gecreëerde pionen in de atmosfeer vervallen tot muonen en zijn neutrinos. Zoals gewoonlijk is het moeilijk om deze te detecteren. Zelf neutrinos van de andere kant van de aarde zijn in staat om aan het experiment te komen. Deze hoog energetische neutrinos zijn voor het eerst waargenomen in 2005 in het SuperKamiokande experiment. Figuur 127 geeft de resultaten van dit experiment terug.

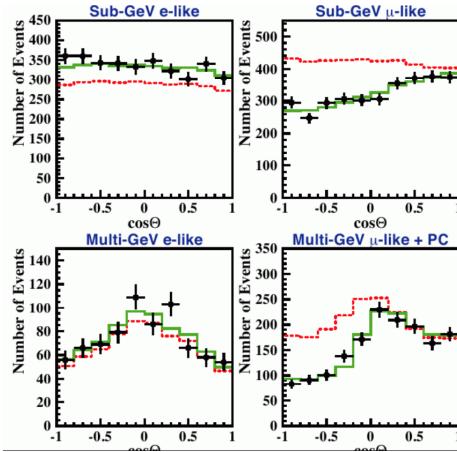


Figure 127: Resultaten van SuperKamiokande voor atmosferische neutrinos

Het is mogelijk om een onderscheid te maken tussen elektron en muon neutrinos aan hoe diffuus de Cherenkov ring is. De elektronen ring is door de vele interacties veel duffer dan de muon ring die tientallen meters kan afleggen voor deze interageert. In de resultaten worden het aantal events uitgezet in functie van de invalshoek met  $\Theta = 1$  deeltjes die van bovenaf komen en  $\Theta = -1$  deeltjes die van beneden komen en dus eerst door de aarde zijn gegaan. Voor de elektron neutrinos zien we dat de voorspellingen vrij goed worden gevuld maar bij de laag energetische elektron neutrinos zien we over het algemeen een 10tal percent meer elektronen dan verwacht (komt van muon oscillatie naar  $\tau$  neutrinos en dan naar elektron neutrinos). Voor de muon neutrinos zien we iets totaal anders. In zowel hoog als laag energetische muon neutrinos zien we voor deze die door de aarde gaan maar de helft die we verwachten. Deze zijn duidelijk geoscilleerd in neutrinos met een andere flavour. Deze afwijkingen wijzen er op de de muon neutrinos vooral in  $\tau$  neutrinos zullen oscilleren omdat we geen overmaat zien in de elektron neutrinos. De reden waarom dat elektron neutrinos niet oscilleren is omdat ze nog niet genoeg tijd hebben gehad om te oscilleren, de muon neutrinos blijkbaar wel. Kijken we terug naar de relatie gegeven in vergelijking (307) is dit verschil hier omdat het massaverschil bij de muon neutrinos groter zal zijn dan bij de elektron neutrinos. De hoek tussen de eerste en 3de generatie  $\theta_{13}$  zal dus klein moeten zijn omdat de percentuele afwijking van de elektron neutrino waarnemingen klein is.

In de resultaten van IceCube zien we sterke oscillaties met  $\sin^2(2\theta_{23})$  van de

orde 1 en massaverschillen tussen de 2de en derde generatie van  $2 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ . We merken direct op dat de nauwkeurigheid hier een pak minder is vanwege de moeilijkheidsgraad om deze te detecteren.

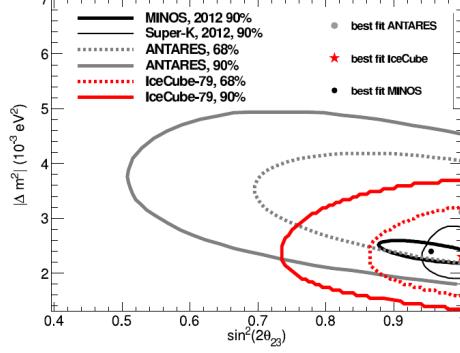


Figure 128: Resultaten van het IceCube experiment

Vandaag de dag hebben we de volgende resultaten:

$$\begin{aligned} |\Delta m_{32}^2| &= |m_3^2 - m_2^2| = (2.3 \pm 0.1) \times 10^{-3} \text{ eV}^2 \\ \Delta m_{21}^2 &= m_2^2 - m_1^2 = (7.6 \pm 0.2) \times 10^{-5} \text{ eV}^2 \\ \sin^2(2\theta_{23}) &> 0.92 \\ \sin^2(2\theta_{12}) &= 0.87 \pm 0.04 \end{aligned} \tag{315}$$

De massa van de derde generatie aan neutrinos zal duidelijk groter zijn dan deze van de eerste en 2de generatie en de amplitude tussen de tweede en derde generatie is met ongeveer 1 te zijn vrij hoog. Dit zien we niet bij de quarks waar we naar heel kleine effecten moeten kijken om de oscillaties waar te nemen.

## 11.10 Relatie tussen eerste en derde generatie

Uit vorig experiment hebben we gezien dat de amplitude  $\theta_{13}$  tussen de eerste en derde generatie heel klein moet zijn. Met andere woorden zou er geen  $CP$  schending mogen zijn. Je hebt opmengen van deze 2 generaties nodig om  $CP$  schending te laten optreden. Hoe kunnen we die  $CP$  schending nu gaan meten? Dit doen we aan de hand van figuur 129. Hier bekijken we de waarschijnlijkheid dat een elektron neutrino zal oscilleren naar een andere flavour in functie van de afstand/energie.

Hier kunnen we oscillatie frequenties uit halen. De ene is een oscillatie met grote amplitude en lage frequentie van de orde  $15000L/E$  in  $\mu$  en  $\tau$  neutrinos, dit is de oscillatie tussen de eerste en 2de generatie. Dan hebben we ook een oscillatie tussen de eerste en 3de generatie die een veel hogere frequentie die vergelijkbaar is met de frequentie tussen de 2de en 3de generatie. Omdat de energie van de neutrinos te laag is, is het voor de muon en  $\tau$  neutrinos niet mogelijk om muonen of  $\tau$ 's aan te maken en is het niet mogelijk om de blauwe

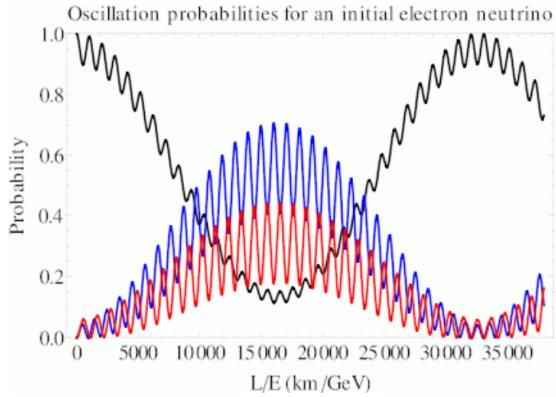


Figure 129: Waarschijnlijkheid dat een elektron neutrino oscilleert in een andere flavour

en rode functies te onderscheiden.

Om  $\theta_{13}$  waar te kunnen nemen moeten we in de plaats van te kijken over afstanden van honderden kilometers gaan kijken over een afstand van een aantal kilometer. In 2010 wordt hier onderzoek naar gedaan waar 3 verschillende detectoren op verschillende afstanden van 4 verschillende reactoren worden geplaatst. Uit deze experimenten was duidelijk dat  $\nu_e$  oscilleert in  $\nu_\tau$  over deze kleine afstand.

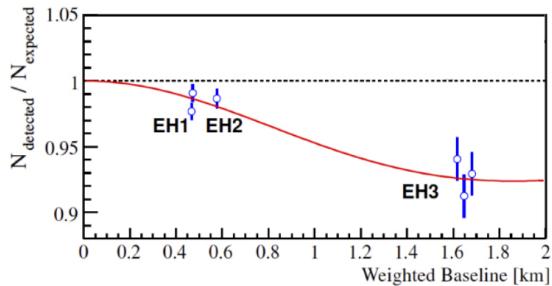


Figure 130: Onderzoek naar  $CP$  schending bij neutrinos

Na 1.5km kan je zien dat er een kleine oscillatie van elektron naar  $\tau$  neutrinos zal plaats gevonden hebben. Vandaag de dag weten we dat het massaverschil tussen de eerste en derde generatie en tussen tweede en derde generatie gelijk zijn omdat het massaverschil tussen de eerste en tweede generatie verwaarloosbaar klein is. De mengingshoek in tegenstelling tot de andere mengingshoeden zal hier klein zijn  $\sin^2(2\theta_{13}) \approx 0.10 \pm 0.01$ .

## 11.11 PMNS matrix

De PMNS-matrix ziet er nu als het volgt uit:

$$\begin{pmatrix} |U_{e1}| & |U_{e2}| & |U_{e3}| \\ |U_{\mu 1}| & |U_{\mu 2}| & |U_{\mu 3}| \\ |U_{\tau 1}| & |U_{\tau 2}| & |U_{\tau 3}| \end{pmatrix} \approx \begin{pmatrix} 0.85 & 0.50 & 0.17 \\ 0.35 & 0.60 & 0.70 \\ 0.35 & 0.60 & 0.70 \end{pmatrix} \quad (316)$$

We zien hier dat de eerste en 2de generatie vrij sterk opmengen met waarden 0.5 en 0.35, dat de 2de en 3de generatie ook sterk opmengen met waarden 0.7 en 0.6 en ten laatste zien we dat de eerste en 3de generatie het minst zullen opmengen maar veel meer dan de opmenging in de quark sector met waarden 0.35 en 0.17. We zien dat deze matrix bijna vlak is met grote opmengingshoeken  $\theta_{12} \approx 35^\circ$ ,  $\theta_{23} \approx 45^\circ$  en  $\theta_{13} \approx 10^\circ$ . Het is hier dus mogelijk dat er  $CP$  schending zou zijn omdat  $\theta_{13} \neq 0$ . De vraag is nu of deze PMNS-matrix unitair is. Binnen de grote foutenmarges die we op dit moment hebben is deze matrix perfect unitair. De volgende vraag is natuurlijk wat de  $CP$  schendende fase is. Hiervoor moeten we natuurlijk kijken naar de  $CP$  schending van de neutrino oscillaties wat een probleem is.

## 11.12 Neutrino massa hiërarchie

Het eerste probleem waar we naar kijken is de  $\Delta m_{32}^2$  waar we het teken nog niet van hebben kunnen vast leggen. Voor de eerste en 2de generatie hebben we het teken gemeten aan de hand van het massaeffect wat niet mogelijk is bij deze generaties. Er zijn dus 2 mogelijkheden voor de massa hiërarchieën weergegeven in figuur 131. Dit zijn de normale en inverse hiërarchie.

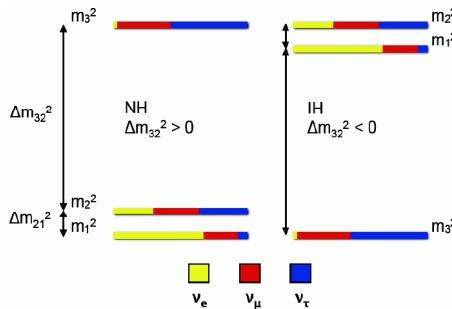


Figure 131: Mogelijke massa hiërarchieën voor de verschillende neutrinos

Hier kan je ook zien dat je niet zal kunnen zeggen welke flavour toestanden nu het zwaarst zijn. We kunnen alleen iets zeggen over de massa eigentoestanden.

## 11.13 Neutrino oscillaties in IceCube

Om het massaverschil tussen de 2de en 3de generatie te bepalen maken we weer gebruik van een massaeffect, deze keer tussen de  $\mu$  en  $\tau$  neutrinos. Eén van de

experimenten die daar zeer gevoelig voor zijn is het IceCube experiment. Dit is een grote neutrino detector in het ijs aan de zuid pool. Naast de neutrinos te bekijken die boven de zuidpool zijn gemaakt, is het ook mogelijk om neutrinos door de aarde waar te nemen. Zo is het mogelijk afhankelijk van waar op de aarde de muon neutrinos binnen komen een andere hoeveelheid materiaal zullen doorkruist hebben voor ze gedetecteerd worden.

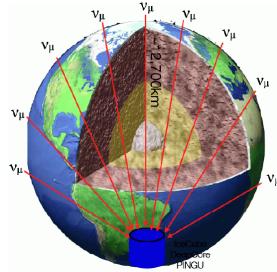


Figure 132: Voorstelling van verschillende muon paden door de aarde naar IceCube

In dit experiment worden neutrinos over grote energie ranges en padlengtes bekeken wat essentieel is voor de systematische controle. Het is nu mogelijk om dit in detail te gaan bekijken. Voor afstanden van de diameter van de aarde zal het eerste minimum in  $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu)$  (de verdwijning van de muon neutrinos) rond de energie van  $E_\nu \approx 25\text{GeV}$  liggen.

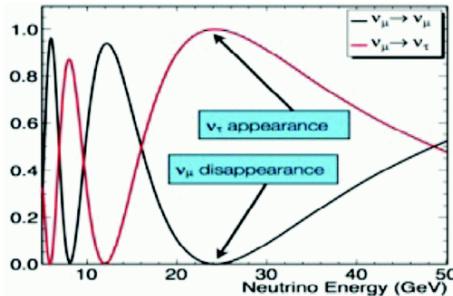


Figure 133: Neutrino waarschijnlijkheden in functie van hun energie

Op hetzelfde moment zouden dan ook  $\tau$  neutrinos waargenomen moeten kunnen worden wat heel moeilijk is.

Waar komt het massaeffect nu aan te pas? Voor neutrinos die schuin binnen komen en enkel door de mantel van de aarde gaan zal het massa effect vrij klein moeten zijn en is het verschil tussen de normale en geïnverteerde hiërarchie vrij klein. Anderzijds is het ook mogelijk dat de neutrinos dwars door de aarde gaan en dus ook door de heel dense kern van de aarde gaan en dus een heel ander effect zullen zien. We zullen tussen de 2 hiërarchieën dus 2 heel andere oscillaties

waarnemen. Om dit te doen moet heel het model doorgerekend worden. We verwachten om binnen 5 jaar hier meer over te weten.

### 11.14 $CP$ schending

Het meten van de  $CP$  schending doen we aan de hand van het verschil wat neutrinos doen en wat antineutrinos doen. Je kijkt dus naar de oscillatie van elektron neutrinos in muon neutrinos en van elektron antineutrinos in muon antineutrinos.

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) - P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_\mu) \quad (317)$$

Uit de zon is het mogelijk om de elektron neutrinos te onderzoeken en de anti elektron neutrinos kunnen onderzocht worden bij reactoren. Met de fouten die we hebben op onze experimenten, kunnen we zien dat de experimenten ten hoogste een paar percent is (dit is enkel een boven limiet). Dit is heel veel in vergelijking tot de quark sector waar het gaat over enkele promille.

Een beter experiment is het onderzoeken van een  $\nu_\mu$ -beam experiment waar het gemakkelijk is om  $\nu_\mu$  en  $\bar{\nu}_\mu$  aan te maken. Deze bundels kunnen gemaakt worden uit het verval van  $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \bar{\nu}_\mu/\nu_\mu$ . Met de mogelijkheid om te bepalen wat de dominant is (neutrinos of antineutrinos) is het mogelijk om de oscillatie van muon (anti)neutrinos in elektron (anti)neutrinos te bekijken.

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) - P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e) \quad (318)$$

De resultaten van een paar jaar geleden zijn in figuur 134 te vinden. Daar wordt  $\delta_{CP}$  in functie van  $\sin^2 2\theta_{13}$  gegeven.

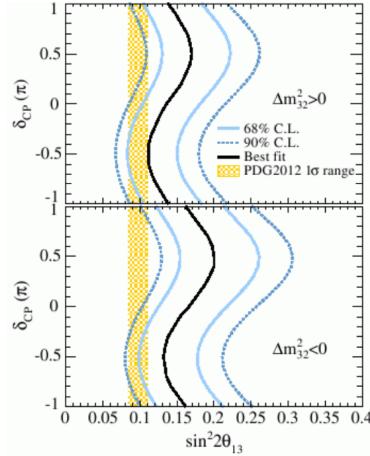


Figure 134: Resultaten uit het T2K

Voor  $\Delta m_{32}^2 < 0$  krijgen we  $CP$  schending van de orde  $-0.5$  wat 90 graden is. Voor  $\Delta m_{32}^2 > 0$  ziet dit er ook zo uit. Deze ontdekkingen zijn een aantal weken geleden gepubliceerd en worden de eerdere waarden bevestigd (figuur 135).

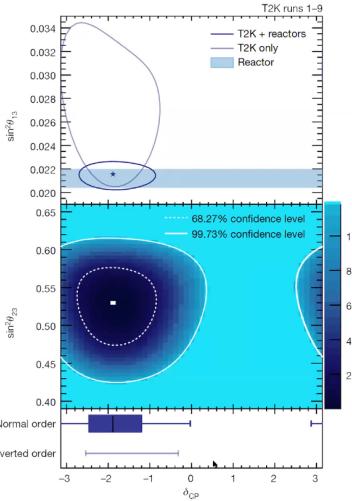


Figure 135: Geüpdatet waarden uit het T2K

Zoals je kan zien aan de fouten vlaggen zijn dit enkel nog maar aanwijzingen. “Alles” is nog mogelijk. Op dit moment lijkt het er gewoon op dat er veel  $CP$  schending zit in de neutrino sector en is binnen de komende jaren meetbaar. De reden waarom de  $CP$  schending in de lepton sector zo belangrijk is, is omdat we op dit moment denken dat bij de big bang het universum eerst een leptogenese is ondergaan voor een baryogenese. We denken dat het onderscheidt tussen materie en antimaterie eerst is gemaakt in de lepton sector, niet de quark sector. Deze leptonen zijn dan aan de hand van  $CP$  schending en het sphaleron effect deels omgezet in baryonen.

### 11.15 Dirac vs Majorana

Het vreemde aan de neutrinos is dat we enkel rechts handige neutrinos hebben, geen links handige. Alle andere fermionen in het Standaard Model zijn Dirac deeltjes. Dit betekent dat deze zowel links als rechts handig zijn,  $f_R, f_L, \bar{f}_R, \bar{f}_L$ . Indien de massa van het fermion groter is dan 0 zou het altijd mogelijk moeten zijn om een rechtshandig fermion aan de hand van een Lorentz boost om te zetten in een linkshandig fermion. Dit kan niet gedaan worden voor deeltje antideeltjes. Voor de neutrinos met een massa zo goed als nul hebben we maar 2 staten geobserveerd:  $\nu_L$  en  $\bar{\nu}_R$ . Dit zijn natuurlijk verschillende objecten. In 1937 stelt Majorana een andere theorie voor die ook zal werken om neutrale deeltjes te beschrijven die heel goed zal lijken op de Dirac vergelijking. In de vergelijking van Majorana zullen de deeltjes en antideeltjes gelijk zijn aan elkaar.

$$\begin{aligned} f &= \bar{f} \\ \nu_L &= \bar{\nu}_L \\ \nu_R &= \bar{\nu}_R \end{aligned} \tag{319}$$

Voor deeltjes met massa gelijk aan 0 zal er geen verschil zijn tussen de Dirac en Majorana deeltjes. Indien de deeltjes wel massa hebben zal het wel mogelijk zijn om een onderscheid te gaan maken en is het mogelijk om te werken met de eerder aangehaalde Lorentz boost. In de linkshandige neutrino zal een stuk rechtshandige component zitten m.a.w. zal daar een stuk antineutrino inzitten. Kijken we nu eens naar het verval van een pion in onder andere een neutrino.

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu \tag{320}$$

In het Standaard Model is het mogelijk om het neutrino waar de nemen aan de hand van de volgende interactie:  $\nu_\mu n \rightarrow \mu^- p$ . Indien neutrinos Majorana deeltjes zijn, zou het mogelijk zijn dat de rechtshandige component zich voordoet als  $\bar{\nu}_\mu$  die dan ook kan interageren met een proton:  $\nu_M P \rightarrow \mu^+ n$ . Dit is echter maar een heel kleine component. Deze reactie van die mogelijk zou zijn met Majorana neutrinos, zal het lepton getal niet behouden  $\Delta L = -2$ . Door maar een heel kleine component aan linkshandige antideeltjes te hebben zal dit een heel klein effect zijn,  $O(m_\nu^2/m_\mu^2) \sim 10^{-22}$ . De enige manier dat we op dit moment kennen om te zien of neutrinos Majorana deeltjes zijn is aan de hand van  $0\nu$  dubbel  $\beta$  verval.

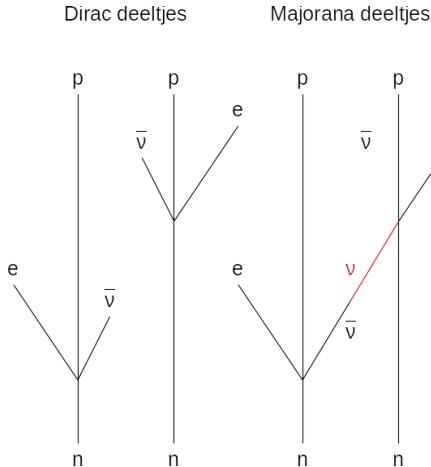


Figure 136: Dubbel  $\beta$  verval voor Dirac en Majorana neutrinos

In het dubbel  $\beta$  verval vervallen 2 neutronen in 2 protonen met emissie van 2 elektronen en 2 anti elektron neutrinos. In het geval dat we Majorana neutrinos hebben kan de rechtshandige anti neutrino worden omgezet in een linkshandige neutrino en samenvoegen met een neutron om een proton en elektron te krijgen.

Als dit zo is zal alle energie dat er vrij komt in de 2 elektronen en niet in neutrinos. Zo krijgen we dat de energie van de elektronen samen een piek zullen ondervinden in plaats van uit gespreid te zijn.

De experimenten om dit waar te nemen worden op dit moment gedaan.

### 11.16 Steriele neutrinos?

Uit het  $Z^0$  verval zien we 3 types lichte neutrinos,  $\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$ . Dit is gehaald uit de vervalbreedtes van  $Z$  naar de verschillende neutrinos, er is geen extra breedte over waar  $Z$  naar een 4de neutrino zou kunnen vervallen. Er zijn uiteindelijk wel andere mogelijkheden om een 4de neutrino te maken die niet koppelen aan het  $Z$  boson. Op dit moment spreken we over theorie Beyond the Standard Model. Stel je voor dat er een rechtshandige neutrino is, deze interageert niet met het  $Z$  boson; wie weet koppelt de 4de generatie niet aan  $W$  en  $Z$  maar aan een volgende generatie  $W'$  en  $Z'$ . Dit zou als gevolg hebben dat deze niet via de zwakke wisselwerking interageren maar enkel heel zwak interageren met materie door de oscillatie van een neutrino in een steriel neutrino  $\nu_S$ .

De aanwijzingen voor mogelijks een 4de generatie te hebben komt uit de weinige statistiek die we hebben in de experimenten. Binnen de weinige statistiek die we hebben zien we allerlei afwijkingen die van de orde  $3\sigma$  zijn. Bekijken we bijvoorbeeld het spectrum van elektron neutrinos uit pion bundels, blijken daar anomalieën in te zitten maar te klein om te zeggen dat er iets is ontdekt. De Gallium anomalie is hier 1 van waar bij het kalibreren van de detector aan de hand van een  $\beta$  bron. Zowel SAGE als GALLEX zien kleine afwijkingen van 6 a 7% efficiëntie die ze verwachten en die ze meten, er zijn iets te weinig neutrinos maar net binnen de fout. Een 2de anomalie is de reactor anomalie. Daarvoor kijken we naar figuur 137. Vlak bij de detectoren worden de hoeveelheid antineutrinos ook gemeten zodat we de onwaarschijnlijkheden van het aantal gecreëerde neutrinos kunnen wegdeden. Uit al deze metingen vlak bij de detectoren zien we dat ze allemaal ongeveer 6% te laag liggen. Het is dus mogelijk dat er voor deze meting al een oscillatie plaats vindt in een steriel neutrino met een massaverschil van  $\Delta m^2 \approx 1\text{eV}^2$ .

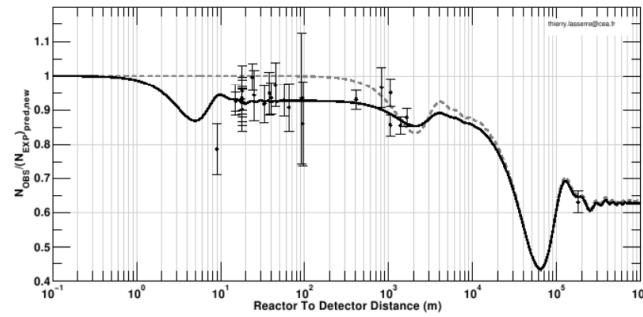


Figure 137: Uitzetting van het aantal gedetecteerde antineutrinos in functie van de afstand tot de detector

### 11.17 Soli $\partial$ experiment

Onderzoek naar de korte afstand oscillaties worden nu gedaan met Li detectoren. Dit wordt onder andere onderzocht aan de reactoren in Mol omdat deze een zeer compacte berilium core heeft.

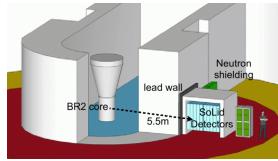


Figure 138: Rudimentaire voorstelling van het soli $\partial$  experiment

De detectoren maken gebruik van het invers  $\beta$  verval waar het neutron zal opgevangen worden door de lithium kern die vervalt naar tritium en helium die je kan meten.



De detector bestaat uit 5x5x5 blokjes van scintillator materiaal waar de uitkomsten van de reacties worden opgevangen door bijvoorbeeld de shifting draad. Ondertussen loopt het experiment al een 3tal jaar met als bedoeling om het aangegeven gebied uit te sluiten. Op dit moment is het nog niet mogelijk om

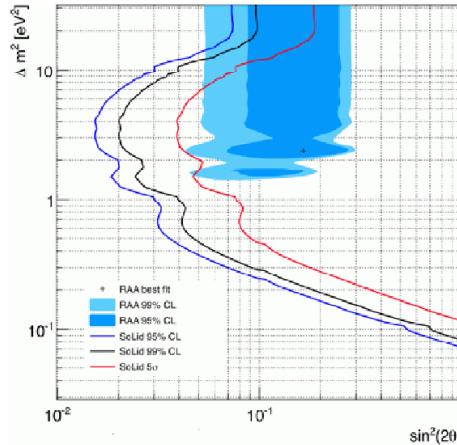


Figure 139: Huidige resultaten uit Soli $\partial$

een deel van de blauwe zones uit te sluiten.

## 12 Fysica voorbij het Standaard Model

### 12.1 Het standaard Model: wat zit daar nu allemaal in?

$$\begin{array}{c} \left( \begin{array}{c} \nu_e \\ e \\ u \\ d \end{array} \right) \quad \left( \begin{array}{c} \nu_\mu \\ \mu \\ c \\ s \end{array} \right) \quad \left( \begin{array}{c} \nu_\tau \\ \tau \\ t \\ b \end{array} \right) \\ \gamma, W^+, W^-, Z, g, H \end{array} \quad (322)$$

Dit zijn alle deeltjes die nodig hebben om het Standaard Model te laten werken. Deze zijn ook allemaal gevonden.

Waarom beperken we ons hier tot 4 generaties (Dit moet omdat de  $CP$  schending niet meer zou kloppen), zijn er nog andere uitwisselingdeeltjes, zijn er nog andere interacties, zijn er parameters die we nog niet kennen?

### 12.2 4de generatie fermionen

#### 12.2.1 Leptonen

Indien we een vierde generatie leptonen zouden hebben zou de massa van de 4de generatie groter moeten zijn dan 45GeV. Voor de geladen leptonen weten we dat  $m_l > 101\text{GeV}$  omdat we nog geen resonantie zijn tegen gekomen in  $e^+e^- \rightarrow l^+l^-$  tot  $\sqrt{s} = 209\text{GeV}$ .

#### 12.2.2 Quarks

Uit de unitariteit van de CKM-matrix is het duidelijk dat daar niet veel zal zitten. We doen hier ook direct onderzoek naar op het LHC maar er is nog niets gevonden.

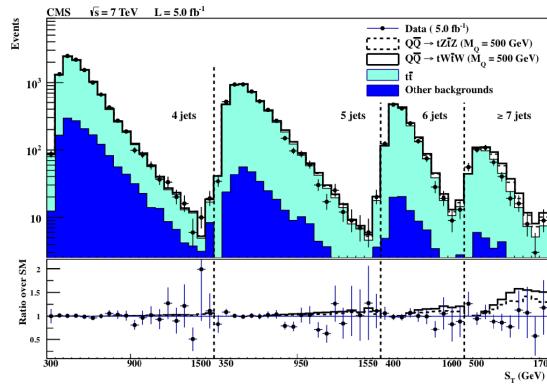


Figure 140: Zoektocht naar 4de generatie quarks in LHC

Uit de proton proton botsingen kunnen zowel 4, 5, 6 of 7 jets komen. Berekenen we alle mogelijke productie kanalen van deze jets zien we dat we bij de

metingen niet echt afwijken van de voorspellingen. Er zit daar dus niet echt een 4de generatie aan quarks.

### 12.3 Nieuwe uitwisseling bosonen

Waarom zouden er geen extra  $W'$  en  $Z'$  bosonen bestaan. Misschien koppelen deze aan rechtshandige fermionen. Wie weet is  $Z$  een samengestelde toestand en is daar een aangeslagen toestand van.

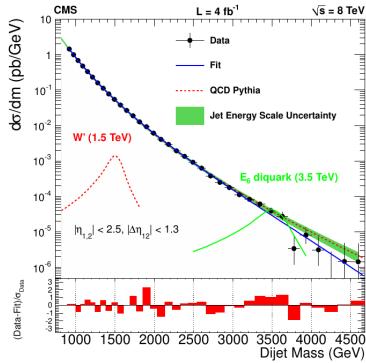


Figure 141: Zoektocht naar  $W'$  en  $Z'$  in LHC

We gaan kijken hier naar 2 jet fenomenen waar we hun gecombineerde massa uitzetten in vergelijking tot de werkzame doorsnede. De groene lijn is wat we verwachten en de blauwe lijn is wat we meten. We zien hier niet de spectra indien een  $W'$  of diquark zou bestaan. Er is dus geen ruimte om af te wijken van het standaard model hier. Hetzelfde kunnen we vinden als we kijken naar de elektron positron vervallen. Er is hier ook geen plaats om de nieuwe intermediaire deeltjes toe te voegen aan het model.

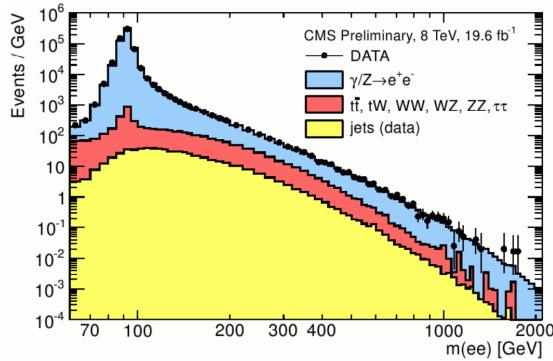


Figure 142: Zoektocht naar  $W'$  en  $Z'$  in LHC aan de hand van elektronen en positronen

## 12.4 Zwarde gaten

Het is nu ook mogelijk om te zoeken naar zwarde gaten. Deze worden voorspelt door string theory. Deze voorspelt dat er nog veel meer dimensies zijn. In de opgerolde dimensies zou de zwaartekracht veel groter moeten zijn. Indien we deze dimensies zouden beginnen raken als we onze deeltjes maar dicht genoeg tot elkaar brengen zou het mogelijk moeten zijn om mini zwarde gaten te kunnen maken.

$$pp \rightarrow BH + X \quad (323)$$

Deze zijn heel klein en zouden zo goed als instant vervallen (verdampen) aan de hand van Hawking radiatie. Bij het maken van deze zwarde gaten zou een hoge multipliciteit aan finale toestanden moeten zijn van veel jets en leptonen. Om dit te onderzoeken kijken we of we zo evenementen kunnen vinden met grote jet aantallen.

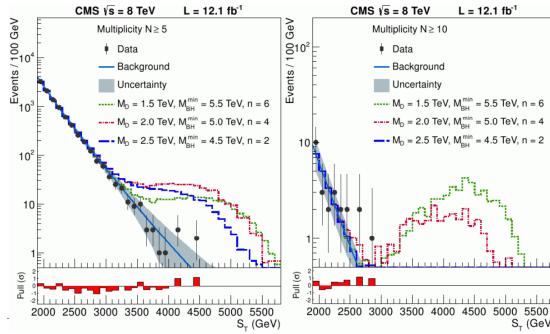


Figure 143: Zoektocht naar zwarde gaten

In het blauw kan je de verwachtingen zien wat perfect zal kloppen met wat we zien. Indien we zwarde gaten zouden hebben met de massa's gegeven in de grafieken zouden we een grotere hoeveelheid aan evenementen verwachten bij grote  $S_T$ .

## 12.5 Huidige toestand van direct onderzoek

Op dit moment hebben we nog niets gevonden maar kunnen mogelijke uitbreidingen van het standaard model uitsluiten tot op bepaalde hoeveelheden energie kunnen uitsluiten.

Uiteindelijk is het een zoektocht naar hints die ons verder kunnen helpen in de zoektocht naar een meer complete theorie.

## 12.6 Standaard Model

Is het standaard model nu het ultieme model voor de wereld? Dat zou mogelijk kunnen zijn. Hierbij beschrijft de Dirac vergelijking de fermionen, QFT de interacties tussen de deeltjes. De interacties worden afgeleid uit een lokaal ijk

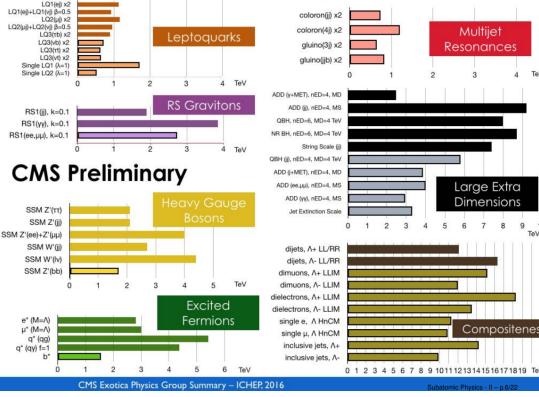


Figure 144: Huidige toestand op deeltjes voorbij het Standaard Model

principe. Het Higgs mechanisme om elektrozwakke symmetrie te breken en op die manier massa te creëren. Het ongemakkelijke in dit model is dat we al die parameters experimenteel moeten bepalen. Dit beschrijft alles wat we waarnemen, op enkele plaatsen zit daar spanning op maar hebben nog nooit een duidelijke afwijking gezien van het standaard model.

Al deze eigenschappen zijn er in gestoken. We weten hoe de Lagrangiaan er uit ziet maar niet waarom deze zo is. Wat we nu aan het onderzoeken zijn is waarom het Standaard model er zo uit ziet.

Wat zijn al deze vrije parameters nu in dit Standaard Model.

Table 14: Fermion sector

$$\begin{array}{lll} m_{\nu_1} & m_{\nu_2} & m_{\nu_3} \\ m_e & m_\mu & m_\tau \\ m_d & m_s & m_b \\ m_u & m_c & m_t \end{array}$$

Table 15: Ijk sector

$$\alpha \quad G_F \quad \alpha_S$$

Table 16: CKM, PMNS sector

$$\begin{array}{llll} \lambda & A & \rho & \eta \\ \theta_{12} & \theta_{13} & \theta_{23} & \delta \end{array}$$

Table 17: Higgs sector

$$v \quad m_H$$

Table 18: QCD CP schending

$$\theta_{CP}$$

Indien er maar 1 van deze parameters er een beetje anders zou uit zien dan zou het heelal er totaal anders uit zien. De 26ste parameter, de  $CP$  schending van de sterke wisselwerking is de enige die we nog niet hebben waargenomen. Indien er  $CP$  schending voor de sterke wisselwerking zou zijn zouden we een dipoolmoment van het neutron waarnemen.

## 12.7 Behouden grootheden

In de ruimte-tijd symmetrieën hebben we het behoud van energie, impuls, draaimoment en pariteit. We zijn vrij zeker dat deze allemaal behouden worden binnen de beperkingen van het heisenberg principe. Het behoud van lading, zwakke lading en kleur komen telkens overeen met een ijkveld, een veld symmetrie. Het Baryon getal  $\mathcal{B}$  wordt blijkbaar behouden tot op zekere hoogte. Anders zou het universum vandaag de dag even veel baryonen als antibaryonen hebben. We zien dat het massa en het baryon getal verbonden zijn met elkaar door een massaloos veld dat eruit ziet als zwaartekracht. Er zit een kleine afwijking tussen het baryon getal en het massagetel vanwege de nucleaire binding. Het onderzoek naar dit massaloos veld is gedaan maar daar is niets gevonden. De koppeling van baryonen aan dit veld zou een stuk kleiner moeten zijn dan de koppeling van de zwaartekracht ( $K < 10^{-9}G$ ). Het is dus niet duidelijk waarom het baryon en lepton getal behouden worden in het Standaard Model.

Vandaag de dag zien we dat het de sterke interactie  $CP$  niet zal schenden,  $\theta_{CP} \approx 0$ . Hier is geen a priori reden voor. Indien we zien dat iets behouden wordt, zijn we geneigd om daar een nieuw ijkveld aan te hangen, in dit geval een pseudoscalair veld. Indien er een nieuw ijkveld is, wordt er automatisch een nieuw ijkboson toegevoegd. In dit geval is de voorgestelde naam een axion wat een licht ( $\sim 1\mu\text{eV-eV}$ ) neutraal pseudoscalair deeltje is. De eigenschappen van dit deeltje zijn slecht bepaald wat niet van belang is. Het moet er gewoon zijn en op een of andere manier koppelt aan de bestaande deeltjes. Dit geeft een lading en zou het  $CP$  behoud verklaren. Dit zou dus opmengen met andere pseudoscalaire deeltjes zoals  $\pi^0$  en  $\eta$  die dan vervallen in 2 fotonen. Dit geeft een koppeling van axionen naar 2 fotonen. Het fuseren van 2 fotonen in een axion kan gebruikt worden om daar onderzoek naar te doen.



Figure 145: Feynman diagrammen waar we experimenteel naar op zoek zijn om het axion te vinden.

Hier annihileert een foton met een virtueel foton uit een magneetveld om een axion te maken dat dan terug in een magneetveld kan vervallen naar 2 fotonen. CAST doet dit onderzoek door fotonen in te laten invallen in een magneet van het LHC. Centraal staat een blok lood die de fotonen zal tegen houden maar niet de aangemaakte axionen die zo goed als niet interageren met materie. Deze axionen interageren achter het loodblok terug met het magneetveld en kijken dan of ze enige fotonen kunnen waarnemen.

Verticaal in de resultaten zichtbaar in figuur 146 zie je de koppelingssterkte van axionen aan fotonen die niet a priori gegeven is en horizontaal de massa van de axionen. In de blauwe, gele en oranje band geven aan waar het axion zou moeten zitten als de juiste eigenschappen zou moeten hebben om het QCD  $CP$

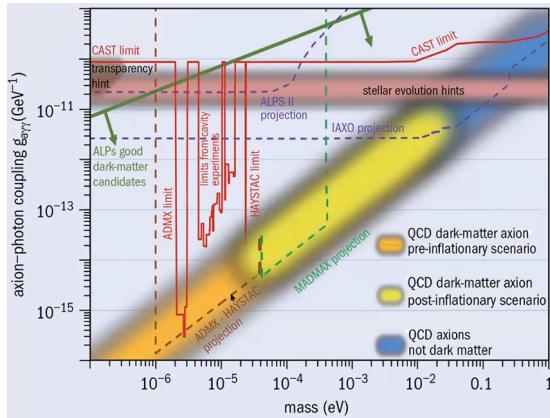


Figure 146: Resultaten voor het onderzoek naar axionen

probleem op te lossen. Wat we uit de werking van sterren al kunnen zien is dat de fotonen niet al te sterk mogen koppelen aan de axionen omdat deze anders niet zouden werken zoals ze nu doen. De roze band geeft aan wat mogelijk zal zijn in functie van wat sterren doen. Indien de massa van de axionen iets hoger zou zijn dan is het mogelijk dat deze donkere materie zijn. Eén van de grootste redenen dat we denken dat er nog iets meer is dan het Standaard Model dat we nu kennen is het bestaan van donkere materie. We willen de link kunnen leggen tussen de subatomaire fysica en de astrofysica. Vandaag de dag met het Standaard Model beschrijven we maar 4 a 5% van de massa van het heelal. Momenteel zijn we nog gelimiteerd in de limieten van onze metingen, we zijn nog niet mogelijk om preciezer te kijken dan de interstellaire limiet. Vandaag zien de uitgesloten gebieden er zo uit:

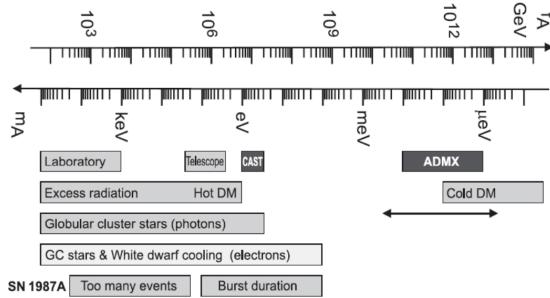


Figure 147: De verboden gebieden van de axionen

## 12.8 Grand Unified Theories

Voor het uitwisselen van kleine hoeveelheden energie zien we dat de koppelingconstantes van de sterke, zwakke en elektromagnetische wisselwerking grote verschillen tonen. We hebben ook gezien dat dit lopende koppelingconstantes zijn. Voor grotere en grotere hoeveelheden aan energie lijken deze naar elkaar toe te gaan. Extrapoleren we wat we vandaag de dag kennen, dan verwachten we bij het uitwisselen van  $q = M_X \sim 10^{15}$  de krachten even sterk zouden moeten zijn.

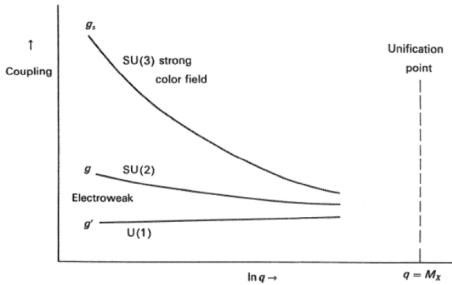


Figure 148: Lopende koppelingconstantes in de Grand Unified Theory

In 1974 waren de eerste ideeën er al om deze krachten te unificeren. Hier zouden ze  $SU(1)$ ,  $SU(2)$  en  $SU(3)$  samen te brengen tot 1 grotere ijk symmetrie  $SU(5)$ . Deze  $SU(5)$  groep zou zo goed als automatisch uiteen vallen in de 3 groepen die we nu al hebben. Deze theorie zo 24 ijkbosonen bevatten. Deze zijn

- 8 gluonen
- 3 zwakke bosonen, de  $W$  en  $Z$  bosonen
- het foton
- 12 nieuwe ijkbosonen  $Y$  en  $X$  de leptoquarks

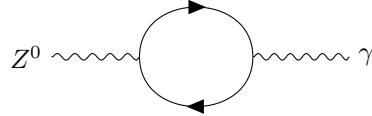
Zoals de elektrozwakke symmetrie die wordt gebroken door het Higgs boson zal de Grand Unified Theory symmetrie ook gebroken worden. Deze breuk zou moeten leven bij ongeveer  $m_Y \sim m_X \sim 10^{15}$  GeV (Zelf bij kosmische straling fysica komen we maar aan  $10^{12}$  GeV.). Naast de massa van de  $Y$  en  $X$  bosonen moeten er ook GUT-Higgs bosonen zijn. Uit de theorie zijn de massa van de bosonen gegeven door:  $Q_Y = -\frac{1}{3}$  en  $Q_X = -\frac{4}{3}$ . Ze hebben naar een lading ook 3 mogelijke kleuren wat in het totaal 12 verschillende mogelijkheden moet geven. Omdat ze een massa hebben zouden deze moeten vervallen in onze deeltjes die we al kennen. Een aantal voorbeelden van zo een vervallen zijn:  $X_1 \rightarrow e^- d, \bar{u}\bar{u}$  en  $Y_2 \rightarrow \mu^- c, \bar{c}\bar{s}$ . De multipletten die we bij deze theorie nu krijgen zijn vrij

verschillend, we krijgen hier quintetten en decupletten.

$$\bar{5} = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \\ \bar{d}_R \\ \bar{d}_B \\ \bar{d}_G \end{pmatrix}_{LH} \quad (324)$$

$$10 = \begin{pmatrix} 0 & e^+ & d_R & d_B & d_G \\ -e^+ & 0 & u_R & u_B & u_G \\ -d_R & -u_R & 0 & \bar{u}_G & \bar{u}_B \\ -d_B & -u_B & -\bar{u}_G & 0 & \bar{u}_R \\ -d_G & -u_G & -\bar{u}_B & -\bar{u}_R & 0 \end{pmatrix}_{LH}$$

Wat we zien gebeuren is dat de som van de ladingen in de multipletten 0 zal moeten zijn,  $\sum_i Q_i = 0$ . Dit verklaard waarom we de  $-1/3$  en  $2/3$  lading hebben voor onze quarks en de gelijkheid  $Q(\nu) - Q(e) = Q(u) - Q(d)$ .



Technisch gezien is het feynman diagram hierboven waar te nemen. Voor het Standaard Model weten we uit de elektrozwakke theorie dat die orthogonaal moeten staan op elkaar bij constructie  $\langle Z^0 | \gamma \rangle = 1$ . Bij de berekening van het matrix element via de Grand Unified Theory zien we iets anders tevoorschijn komen.

	$I_3$	$Q$
$(\nu_e)_{LH}$	+1/2	0
$(e^-)_{LH}$	-1/2	-1
$(\bar{d}_R)_{LH}$	0	+1/3
$(\bar{d}_B)_{LH}$	0	+1/3
$(\bar{d}_G)_{LH}$	0	+1/3

$$\sum Q (I_3 - Q \sin^2 \theta_W) = 0 \quad (325)$$

$$\Rightarrow \sin^2 \theta_W (M_X^2) = \frac{\sum Q I_3}{\sum Q^2} = \frac{3}{8}$$

Zo is het mogelijk om  $\sin^2 \theta_W$  te bepalen bij de GUT schaal. Evolueren we dit terug naar de schaal waar we de massa van het  $Z$  boson kennen aan de hand van  $g'/g = \tan \theta_W$  en vinden we  $\sin^2 \theta_W (M_Z^2) \approx 0.21$  wat dicht bij de waarde ligt die we vandaag de dag kennen van 0.23 maar dit is nog buiten de fout. Eén groot probleem dat we nu zien is dat het proton kan vervallen  $p \rightarrow e^+ \pi^0$ .

Ten eerste hebben we hier geen behoud van het baryon getal en lepton getal. We zijn dus duidelijk voorbij het Standaard Model. Deze vervallen zullen vooral

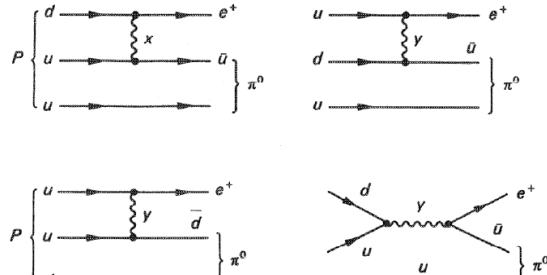


Figure 149: Feynman diagrammen van het proton verval

gedomineerd worden door hoe waarschijnlijk het is dat een deeltje met massa  $M_X$  aangemaakt wordt. Het dominante deel in de propagator is  $\frac{1}{q^2 + M_X^2}$ . Wat de levensduur betreft zal deze de inclusie van deze massa tot de 4de macht heel groot zijn  $\tau \approx \frac{1}{\alpha^2} \frac{M_X^4}{M_p^5} \sim 10^{31}$  yr. Experimenteel is dit sinds het begin van het inversum nog nooit waargenomen en hebben we  $\tau(p \rightarrow e^+ \pi^0) \geq 8.4 \times 10^{33}$  yr. Dit onderzoek was initieel gedaan aan Kamiokande waar ze gewoon kijken naar een grote hoeveelheid water waar er mogelijks opeens een proton zou vervallen. Uit al deze problemen zijn we zeker dat de  $SU(5)$  implementatie van de GUT zeker niet de oplossing zal zijn. Maar dit wil niet zeggen dat we er niet dicht bij komen. Er zijn hier al veel correcte elementen aanwezig. We gaan dus zoeken of een complexer alternatief wel het goede antwoord zou geven. Het probleem hierbij is dat deze steeds meer ijkbosonen geven die we niet hebben waargenomen. Het onderzoek naar leptoquarks wordt natuurlijk ook gedaan bij HERA ( $e + q \rightarrow X/Y \rightarrow qq$ ) waar we nog niets hebben gevonden. Dit geeft aanleiding dat er niets zou zijn tussen  $M_{EW}$  en  $M_{GUT}$ . Dit omdat als we ze zouden bestaan maar nog niet aan hun massa komen, zouden we er toch al gevoelig voor moeten zijn. Denk aan de lus diagrammen die kunnen optreden in vorige hoofdstukken.

## 12.9 Compositen

Een concept dat in het verleden al heel succesvol is geweest, is veronderstellen dat de deeltjes die we nu kennen bestaan uit sub-deeltjes gebonden door een heel sterke interactie. Deze deeltjes noemen we preonen. Een voorbeeld van zo een theorie is de Rishon-theorie. Deze introduceert 2 nieuwe deeltjes  $T$  en  $V$  met als ladingen  $Q_T = +1/3$  en  $Q_V = 0$ . Deze kunnen we gebruiken om de

gekende deeltjes te beschrijven:

$$\begin{aligned}
 |e^+\rangle &= |TTT\rangle \\
 |\nu_e\rangle &= |VVV\rangle \\
 |u\rangle &= |TTV\rangle, |TVT\rangle, |VTT\rangle \text{ for 3 colours} \\
 |\bar{d}\rangle &= |TVV\rangle, |VT\bar{V}\rangle, |VVT\rangle \text{ for 3 colours} \\
 |W^+\rangle &= |TTTVVV\rangle
 \end{aligned} \tag{326}$$

Er is hier 1 fundamenteel probleem. Uit de diep inelastische verstrooiing hebben we voor de afmeting voor het elektron en het quark ten hoogste  $10^{-18}\text{m}$  zijn. Als we die deeltjes op zo een kleine plaats willen opsluiten weten we door het heisenberg principe dat de impuls van  $T$  en  $V$  rond de  $200\text{GeV}$  zal moeten zitten. Om die  $600\text{GeV}$  aan energie te reduceren naar enkele  $m_f \sim \text{MeV}$  moeten we bindings energie van de orde een  $O(100s)\text{GeV}$  hebben. Het groot zijn en elkaar juist uit cancellen om die enkele MeV te bekomen zit niet goed. Dit is de reden waarom we denken dat we aan de effectieve bouwstenen zitten van het universum met de elementaire deeltjes.

We zouden ook nog verwachten dat onze elementaire deeltjes aangeslagen toestanden hebben. Hierbij zouden de verschillende generaties overeen komen met een hyperfijn structuur. Indien dit zo is zouden we deze moeten zien vervallen  $f^* \rightarrow f\gamma$  en  $q^* \rightarrow qg, q\gamma$  wat we ook nog niet hebben gevonden.

## 12.10 Supersymmetrie

Indien we geloven dat GUT bestaat komt er 1 groot probleem naar boven, dit noemen we het hiërarchie probleem. Bij deze schalen van  $\Lambda_{GUT} \sim 10^{16}\text{GeV}$  of  $\Lambda_P \sim 10^{19}\text{GeV}$  zal het Higgs boson naast de typische loop diagrammen op de eerste rij zullen de loop diagrammen ook gebeuren met het  $X$  boson.

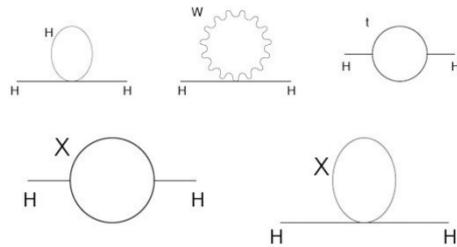


Figure 150: Loop diagrammen van het Higgs bij GUT en planck schaal

Zoals eerder in kwantumvelden is aangetoond is de massa van het Higgs boson zijn naakte massa plus al de loop diagrammen die we hier hebben.

$$M_H^2 = M_0^2 + \sum_i c_i \Lambda^2 \tag{327}$$

De toevoeging van de loopdiagrammen aan  $X$  zullen een gigantische hoeveelheid extra massa geven aan het Higgs boson. Als er iets is voorbij het Standaard Model, en dat moet er bijna zijn, zal bij deze schalen de zelfkoppeling van die deeltjes de massa van het Higgs boson flink opdrijven. Het probleem is dat ons Higgs deeltje licht is, om goed te zijn zou het veel zwaarder moeten zijn. De diagrammen die we nu hebben toegevoegd zouden dus moeten gecompenseerd worden met nog andere diagrammen.

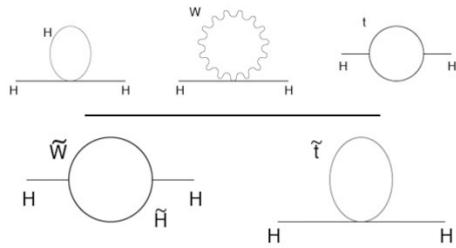


Figure 151: Invoeren van equivalenten aan het  $W$  boson en  $t$  quark interacties

Hoe kunnen we die cancelaties nu implementeren? Introduceren we nieuwe deeltjes die koppelen aan het Higgs. Voor elke koppeling van het Higgs aan het  $W$  deeltje krijgen we een koppeling aan het  $\tilde{W}$  deeltje en hetzelfde voor de  $t$  quark en alle andere koppelingen. Door de koppeling van  $W$  te linken aan de koppeling van  $\tilde{W}$  aan het Higgs is de cancelatie is ingebouwd in de theorie. Indien de overeenkomstige deeltjes zelf perfect hetzelfde zijn, cancellt alles elkaar uit en heeft het Higgs een massa van 0. Het invoeren van dit concept is de supersymmetrie (=SUSY). Dit zou al moeten werken voor SUSY deeltje met  $M_{SUSY} < 1\text{TeV}$ . In het LHC hadden we verwacht dat het Higgs boson moeilijk te vinden zou geweest zijn maar dat we ook SUSY deeltjes zouden gevonden hebben.

Hoe zien de SUSY deeltjes er nu uit? Om dit te bekijken vergelijken we de krachten van de van de  $SU(5)$  theorie en de supersymmetrie.

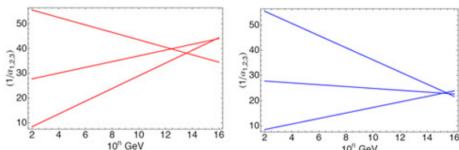


Figure 152: Vergelijking van de krachten in  $SU(5)$  en SUSY

Je ziet direct dat de krachten voor de  $SU(5)$  theorie niet zullen convergeren tot 1 punt, de SUSY krachten doen dit wel bij  $\sim 10^{-16}\text{GeV}$ . Dit komt door de extra ingebouwde vrijheidsgraad, de massa schaal van die deeltjes. Daar kan je dus mee spelen. De voorwaarde is dat de SUSY deeltje van de orde  $\Lambda \sim 1\text{TeV}$  zijn. Op deze manier hebben we een symmetrie toegevoegd tussen de bosonen en fermionen. Deze symmetrie zien we op dit moment niet. Op dit moment zien

we een asymmetrie tussen de fermionen die materie deeltjes zijn en bosonen wat krachtdeeltjes zijn. Het is de supersymmetrie die gebroken wordt die voor de elektrozwakke breking  $\sim 100\text{GeV}$  is en voor SUSY ongeveer  $1\text{TeV}$ .

SUSY is de laatste symmetrie tussen de fermionen en bosonen. Voor elk boson voegen we een fermion toe en voor elk fermion een boson. We hebben nu dus dubbel zo veel deeltjes. Nemen we als voorbeeld het spin  $1/2$  quark  $u$ .

$$\begin{array}{llllll} \text{spin } \frac{1}{2} & u : u_L & u_R & \bar{u}_L & \bar{u}_R & (\text{3 colours}) \Rightarrow 12 \text{ d.o.f.} \\ \text{spin } 0 & \tilde{u} : \widetilde{u}_L & \widetilde{u}_R & \widetilde{\bar{u}}_L & \widetilde{\bar{u}}_R & (\text{3 colours}) \Rightarrow 12 \text{ d.o.f.} \end{array} \quad (328)$$

De SUSY equivalenten van de up quark noemen we de s(up)quark. Belangrijk is dat  $\widetilde{u}_L$  geen links handig deeltje is, deze heeft geen spin en dus geen handigheid. Zo hebben we ook de sneutrinos, de gluinos (zou 3 spin vrijheidsgraden moeten hebben maar door massaloos te zijn is er 1 weg gevallen)

$$\begin{array}{lll} \text{spin } \frac{1}{2} & \nu : \nu_L & \bar{\nu}_R \Rightarrow 2 \text{ d.o.f.} \\ \text{spin } 0 & \tilde{\nu} : \widetilde{\nu}_L & \widetilde{\nu}_R \Rightarrow 2 \text{ d.o.f.} \\ \text{spin } 1 & g & 2 \text{ spin} \times 8 \text{ colour} \Rightarrow 16 \text{ d.o.f.} \\ \text{spin } \frac{1}{2} & \tilde{g} & 2 \text{ spin} \times 8 \text{ colour} \Rightarrow 16 \text{ d.o.f.} \end{array} \quad (329)$$

In het Standaard model hebben we:

- in de elektrozwakke sector

$$\begin{array}{ccccccc} & B & W^0 & W^1 & W^2 & \Phi & \\ \text{d.o.f.} & 2 & 2 & 2 & 2 & 4 & \sum = 12 \end{array} \quad (330)$$

- achter de EW-symmetrie breking

$$\begin{array}{ccccccc} & \gamma & Z^0 & W^+ & W^- & H & \\ \text{d.o.f.} & 2 & 3 & 3 & 3 & 1 & \sum = 12 \end{array} \quad (331)$$

Schakelen we over naar SUSY dan hebben we 2 scalaire velden nodig hebben (Hebben 4 extra higgs velden nodig) krijgen we:

- in de elektrozwakke sector in SUSY

$$\begin{array}{ccccccccc} & B & W^0 & W^1 & W^2 & \Phi_u & \Phi_d & & \\ \text{d.o.f.} & 2 & 2 & 2 & 2 & 4 & 4 & & \sum = 16 \end{array} \quad (332)$$

- achter de EW-symmetrie breking

$$\begin{array}{cccccccccc} & \gamma & Z^0 & W^+ & W^- & h & H & A & H^+ & H^- & \\ \text{d.o.f.} & 2 & 3 & 3 & 3 & 1 & 1 & 1 & 1 & 1 & \sum = 16 \end{array} \quad (333)$$

Al deze extra Higgs bosonen zijn nog steeds scalair maar kunnen nu ook een lading hebben.

- Hun SUSY equivalenten zijn

$$\begin{array}{cccccccc} & \tilde{\chi}_1^0 & \tilde{\chi}_2^0 & \tilde{\chi}_3^0 & \tilde{\chi}_4^0 & \tilde{\chi}_1^+ & \tilde{\chi}_1^- & \tilde{\chi}_2^+ & \tilde{\chi}_2^- \\ \text{d.o.f.} & 2 & 2 & 2 & 2 & 2 & 2 & 2 & 2 \end{array} \quad \sum = 16 \quad (334)$$

Dit zijn allemaal spin 1/2 deeltjes.

De leuke van al deze deeltjes zijn de neutralinos  $\tilde{\chi}^0$  en de charginos  $\tilde{\chi}^\pm$ . Naast het invoeren van de symmetrie en de deeltjes zal er ook een nieuwe pariteit tevoorschijn komen, de  $R$ -pariteit. Deze pariteit maakt het onderscheid tussen deeltjes en s-deeltjes.

$$R = (-1)^{2S+3(\mathcal{B}-\mathcal{L})} \quad (335)$$

Hier komen de baryon en lepton getallen in voor wat van groot belang is. Indien  $R$  is behouden moet zijn volgen daar een aantal dingen uit.

- Als je een s-deeltje maakt moet je ook zijn s-antideeltje maken, ze worden aangemaakt in paren.
- De lichtste s-deeltje moet stabiel zijn (LSP). In de meeste modellen is dit het neutralino  $\tilde{\chi}_1^0$ . Omdat hij ongeladen is zal hij enkel interageren met de zwakke interactie. Net zoals de neutrinos ontsnappen deze gewoon uit de detector en zien we dit als  $E_{\text{mis}}$  en  $\vec{p}_{\text{mis}}$ . Het neutralino heeft een massa van ongeveer 100GeV en dus een perfecte kandidaat voor de donkere materie.
- Het baryon en lepton getal zullen niet behouden worden maar de combinatie  $\mathcal{B} - \mathcal{L}$  wel.

Nu kunnen we beginnen zoeken naar deze deeltjes. Indien SUSY exact zou zijn hebben we  $m_P = m_{\bar{P}}$ . Dit is overduidelijk niet zo want een up s-quark zou dezelfde massa moeten hebben als een up quark. De SUSY moet dus gebroken worden. Dit kan mogelijk gebeuren aan de hand van spontane symmetrie breking aan de GUT-schaal of via gravitatie bemiddelde breking (wat super symmetric gravity is SUGRA). Om de massa van het Higgs boson stabiel te moeten krijgen moet de massa schaal van de orde 1TeV zijn.

Er zijn veel verschillende modellen voor SUSY waarvan sommige  $R$  niet behouden is maar wat ze allemaal gemeen hebben is dat er gigantisch veel nieuwe parameters worden toegevoegd. De zoektocht naar de correcte supersymmetrie theorie zal dus heel complex zijn.

## 12.11 Zoektocht naar SUSY

We overlopen hier een aantal mogelijke scenarios hoe we er achter SUSY kunnen zoeken. Ten eerste kunnen we zoeken naar s-lepton productie.

$$l + \bar{l} \rightarrow Z^* \rightarrow \tilde{l} + \tilde{\bar{l}} \quad (336)$$

Maken we op deze manier bijvoorbeeld s-muonen die vervallen naar  $\tilde{\mu} \rightarrow \mu + \tilde{\chi}_1^0$ . Indien  $m_{\tilde{\mu}} > m_{\tilde{\chi}_1^0}$  is zal dit proces mogelijk een  $\mu^\pm$  paar kunnen aanmaken.

Indien  $\Delta m = m_{\tilde{\mu}} - m_{\tilde{\chi}_1^0}$  groot genoeg is zouden we het paar kunnen waarnemen. Indien we het observeren moeten we het paar waarnemen en een tekort aan energie. Dit hebben we niet gevonden.

Een ander scenario is zoeken naar s-quarks en gluinos. Deze aan de hand van de sterke interactie gemaakt in plaats van de zwakke. Dit moet dus gebeuren aan hadron colliders, we zouden er veel meer moeten kunnen maken. Indien  $m_{\tilde{q}} \ll m_{\tilde{g}}$  dan domineert de  $\tilde{q}\tilde{q}, \tilde{q}\tilde{q}$  productie. De (anti)s-quarks vervallen tot (anti)quarks  $\tilde{q} \rightarrow q\tilde{\chi}_1^0$ . In deze processen zien we dus 2 jets met een missende hoeveelheid energie. Een belangrijke opmerking hier is dat we de s-quarks aanmaken met de sterke interactie en vervallen aan de hand van de SUSY reactie wat ons doet herinneren aan de kaonen die zullen opmengen. Indien  $m_{\tilde{g}} \ll m_{\tilde{q}}$  is domineert de  $\tilde{g}\tilde{g}$  productie. Deze gluinos vervallen als volgt:  $\tilde{g} \rightarrow \tilde{q}\tilde{q} \rightarrow q\tilde{q}\tilde{\chi}_1^0$ . Zo nemen we 4 jets met een deel missende energie waar.

Hetzelfde voor charginos en neutralinos:

$$\begin{aligned} p + p &\rightarrow \tilde{\chi}_1^\pm + \tilde{\chi}_2^0 \\ \tilde{\chi}_2^0 &\rightarrow Z^* + \tilde{\chi}_1^0 \rightarrow l^+l^- + \tilde{\chi}_1^0 \\ \tilde{\chi}_1^\pm &\rightarrow W^\pm + \tilde{\chi}_1^0 \rightarrow l^\pm\nu + \tilde{\chi}_1^0 \end{aligned} \quad (337)$$

Hier neem je 3 leptonen en een deel missende energie waar.

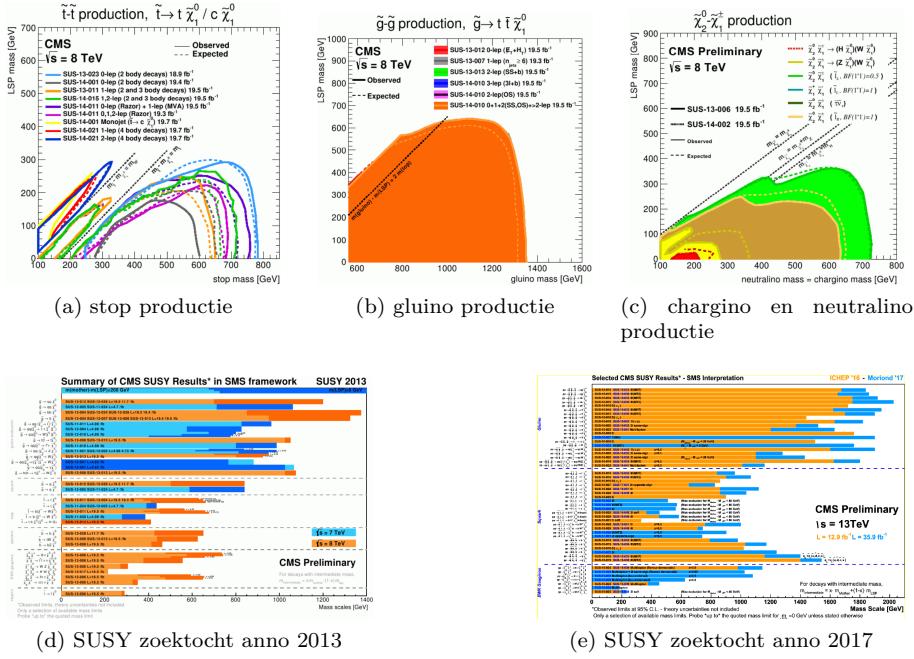


Figure 153: Resultaten van de zoektocht naar SUSY deeltjes

Het grote nadeel aan dit onderzoek is dat er altijd een grote background

zal zijn van al de Standaard Model processen die ook gebeuren. In figuren 153 vinden we resultaten voor de zoektocht naar SUSY deeltjes. Hier gaan we niet te diep op in. De massa van het onderzochte deeltje wordt altijd uitgezet tegenover de massa van het lichtste super symmetrie deeltje. In de s-top productie kan je zien dat het grootste gebied al uitgesloten is maar dat er nog kleine gebieden over zijn waar ze zouden kunnen zitten waar veel te grote background processen zijn uit het standaard model.

In de samenvatting van deze zoektocht in 2017 kunnen we zien dat voor een groot deel van de faseruimte de supersymmetrie uitgesloten zal zijn maar niet overal.

## 12.12 Terug neutrinos

Nog een andere aanwijzing dat het Standaard Model niet helemaal goed zit is de  $CP$  schending in de QCD sector. We hebben er niet echt een oplossing voor behalve als we axionen zouden vinden. Kijken we naar de massa van neutrinos tegenover de andere leptonen.

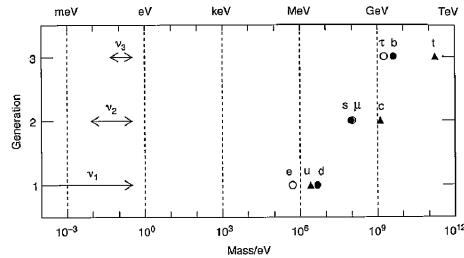


Figure 154: Massa van neutrinos tegenover de andere leptonen

Wat we zien is dat de massa van de leptonen die in dezelfde generatie zitten altijd dicht bij elkaar liggen behalve voor de neutrinos. Dit geeft naast het feit dat ze alleen linkshandig voorkomen echt wel andere deeltjes zijn dan de gewone leptonen. De massa van de leptonen komt van het Higgs mechanisme. Maar waar komt nu de massa van neutrinos? De massaterm voor fermionen is gegeven door:

$$\mathcal{L}_D = -m_f \bar{f} f = -\frac{g_f}{\sqrt{2}} v (\bar{f}_L f_R + \bar{f}_R f_L) \quad (338)$$

Deze massaterm voor de fermionen in de Dirac Lagrangiaan is niet verplicht maar blijkbaar is het wel zo. De massa van het fermion is evenredig met de koppelingconstante aan het Higgs veld en de Higgs vacuum term,  $m_f \propto g_f v$ . Voor de neutrinos zal deze  $g_f$  hoogstens  $10^{-12}$  zijn. Belangrijk is dat het steeds een combinatie van links en rechts chirale deeltjes zijn die koppelen aan het Higgs veld. Omdat  $\nu_R$  niet interageren in het Standaard Model is het niet mogelijk dat neutrinos te koppelen aan het Higgs veld. Het komt erop neer dat het Standaard model je niet verbiedt om neutrinos massa te geven maar dit is niet natuurlijk. Een theorie die de neutrinos massa geven is de Majorana theorie

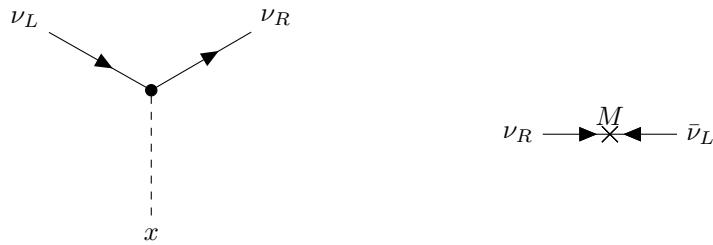
die een massaterm geeft aan de neutrinos.

$$\mathcal{L}_M = -\frac{1}{2}M(\bar{\nu}_R^c \nu_R + \bar{\nu}_R \nu_R^c) \quad \nu^c = \hat{C}\hat{P}\nu \quad (339)$$

Hierbij zal  $\nu_R^c$  overeen komen met een links handig antineutrino. Dit is mogelijk voor neutrinos maar niet voor bijvoorbeeld elektronen omdat  $CP$  van een elektron een positron is. Voegen we de Majorana en Dirac Lagrangiaan samen krijgen we een meer generale massaterm.

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{DM} &= -\frac{1}{2}[m_D \bar{\nu}_L \nu_R + m_D \bar{\nu}_R^c \nu_L^c + M \bar{\nu}_R^c \nu_R] + h.c. \\ &= -\frac{1}{2} \begin{pmatrix} \bar{\nu}_L & \bar{\nu}_R^c \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & m_D \\ m_D & M \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_L^c \\ \nu_R \end{pmatrix} + h.c. \end{aligned} \quad (340)$$

De eerste 2 termen komen overeen met de termen in de Dirac massaterm maar dan met de aangepaste Majorana neutrino eigentoestanden. Er is ook een extra Majorana term en het hermetisch toegevoegde. Dit kan dan ook herschreven worden in matrix expressies.



Deze 2 massa's moeten hoogst waarschijnlijk verschillend zijn. We hebben bij neutrinos een Dirac en Majorana componenet maar anderzijds hebben we ook massaeigentoestanden. We gaan dus weer een rotatie moeten doen van de ene basis naar de andere. Deze is gegeven in vergelijking 340. Om eigentoestanden van deze matrix te krijgen wat de fysische eigentoestanden zijn moeten we deze diagonaliseren. We krijgen dus een opmenging van de Dirac en Majorana massa tot de massa eigentoestanden.

$$m_{\pm} = \frac{M \pm M\sqrt{1 + 4m_D^2/M^2}}{2} \quad (341)$$

Als we ervan uit gaan dat de Majorana massa veel groter is dan de Dirac massa dan krijgen we enerzijds een licht vooral links handig neutrino  $m_{\nu} \approx \frac{m_D^2}{M}$  of een zwaar vooral rechts handig neutrino met  $m_N \approx M$ . Als we nu verwachten dat de Dirac massa  $\approx 1\text{GeV}$  is en de gewone neutrino massa  $m_{\nu} \approx 0.01\text{eV}$  dan moet  $M \approx 10^{11}\text{GeV}$  zijn. Dit geeft ons een verklaring waarom we enkel linkshandige neutrinos zien, dit noemen we het Seesaw mechanisme. De voorwaarde is natuurlijk dat we kunnen waarnemen dat het Majorana deeltjes zijn. **Dit gedeelte over de massa van de neutrinos is gegeven aan andere slides dan op ufora.** Kijk hiervoor naar de opgenomen lessen.

## 12.13 Zoektocht naar BSM fysica

Hoe zoeken we nu naar de beyond Standard Model fysica. We kunnen hier direct achter zoeken (bijvoorbeeld zoeken naar SUSY deeltjes). De zoektocht naar donkere materie deeltjes gaat ook nog altijd door (zie figuur 155)

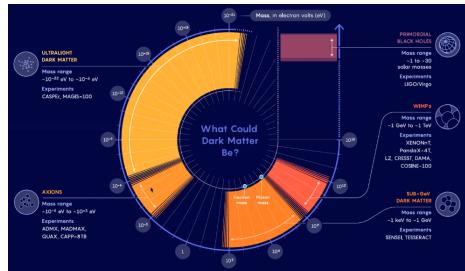


Figure 155: Welke deeltjes er donkere materie zouden kunnen zijn

Het is natuurlijk fantastisch dat we een model hebben dat alle metingen die we tot vandaag de dag hebben gedaan, kan verklaren. Dit is natuurlijk jammer voor het onderzoek naar deze deeltjes. Om te zoeken naar uitzonderingen van het Standaard Model moeten we heel precieze metingen doen van zeldzame vervallen of naar observabelen die eigenlijk verboden zijn in het SM. Het is ook mogelijk om te kijken naar het magnetische moment van het muon  $g_2(\mu)$  wat zuiver QED is. Dit is makkelijk uit te rekenen. Het mooie is dat we gevoelig zijn aan alle mogelijke elektrisch geladen deeltjes als we een afwijking zien tussen de berekening voor de gekende deeltjes en de metingen is er een aanleiding dat er nog geladen deeltjes zullen zijn. Het is mogelijk om deze  $g_2(\mu)$  met hoge precisie te meten waarbij we vandaag de dag een afwijking van  $2.5\sigma$  hebben van de theorie. Dit kan naar de toekomst toe mogelijkheden bevestiging geven dat er meer geladen deeltjes moeten zijn dan dat we nu kennen.

## 12.14 $B_s^0$ verval

Eén van de bijna niet voorkomende gevallen is het verval van het  $B_s^0$  meson. Deze verval naar 2 pionen  $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ .

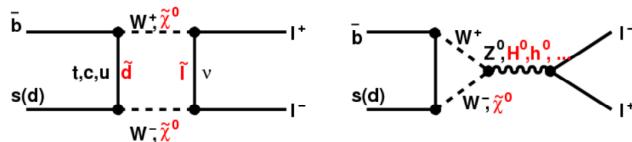


Figure 156: Feynman diagrammen van het  $B_s^0$  meson verval

Dit is een 2de orde zwak verval en is dus heel onwaarschijnlijk. Maar 1 in de 300 miljoen  $B_s^0$ 's zullen vervallen op deze manieren als we kijken naar het Standaard Model. Voegen we aan deze intermediaire deeltjes de SUSY

deeltjes toe zouden omdat dit zo onderdrukt wordt in het SM, de SUSY reacties zichtbaar zouden moeten worden. De resultaten van dit onderzoek vindt je in figuur 157.

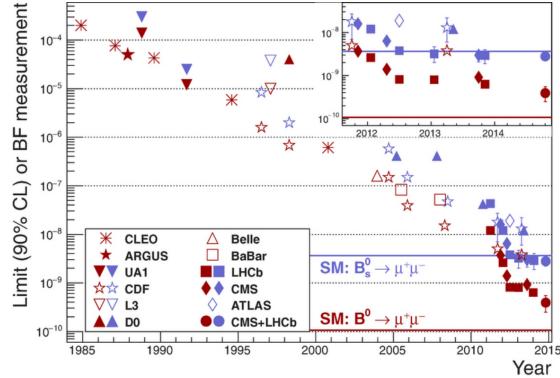


Figure 157: Resultaten van het  $B_s^0$  verval

In 1985 hadden we gemeten dat de branching ratio ten hoogste  $10^{-4}$  kon zijn die door de jaren heen verbeteren. Toen het LHC is beginnen draaien was het voor de eerste keer mogelijk om dit verval waar te nemen met een waarschijnlijkheid die overeenkomt met deze van het Standaard Model wat natuurlijk jammer is. We hadden dit liever iets hoger gehad die aanleiding zouden geven tot de SUSY deeltjes. Voor het verval van  $B^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$  zijn we nog steeds aan het zoeken wat mogelijks nog een 10tal jaar zal duren.

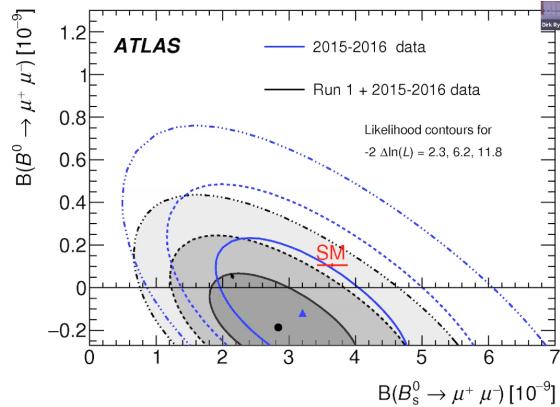


Figure 158: De branching ratios van het  $B$  meson verval die we hebben vandaag de dag

We zien dat we een lichte afwijking hebben tussen de beste metingen die we vandaag de dag hebben en wat het SM voorspelt. Dit geeft ons aan dat deze heel precieze metingen heel gevoelig zijn voor die modellen voorbij het

Standaard Model.

Dit voorbeeld van het  $B_s^0$  verval is hier gebruikt om aan te tonen dat fysici ook maar mensen zijn. Op cafe is de weddenschap ontstaan dat John Ellis in zijn volgende artikel het woord pinguïn moest opnemen. Dit heeft hij weldegelijk gedaan waar hij sprak over het pinguïn diagram waar een  $\bar{b}$  met een  $s$  vervallen tot een 2  $\bar{s}$  quarks.

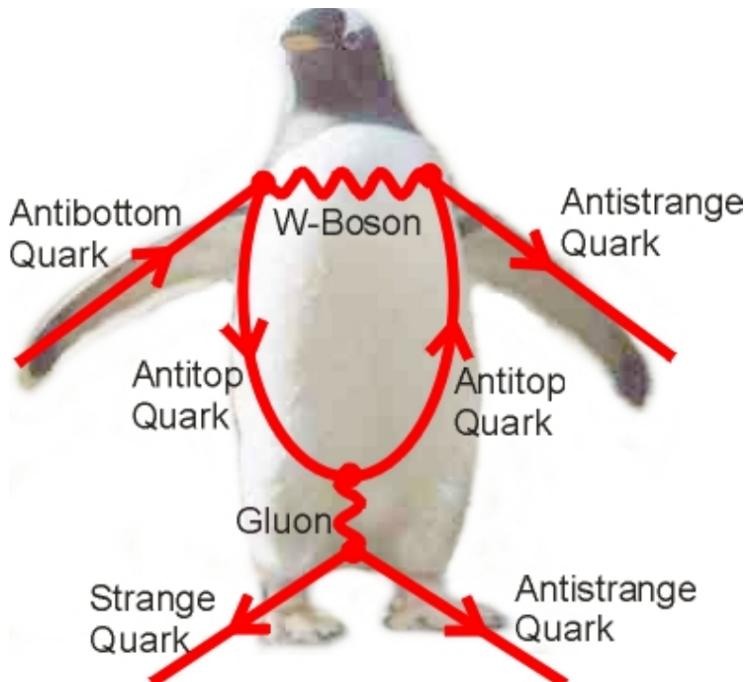


Figure 159: Pinguïn diagrammen