

Squark verval naar neutralino 1

onder uitzending van W, Z of H bosonen

Joep Leenaarts

Begeleider: Dr. Sascha Caron

May 10, 2016

SAMENVATTING

In dit onderzoek is gekeken naar squark verval met als bijproduct W, Z of H bosonen. Het programma SUSYHIT is gebruikt om de kans te bepalen dat een squark vervalt naar een neutralino 1 onder uitzending van een van deze bosonen. Er zijn twee onderzoeken gedaan met permutaties van m_1, m_2, m_μ met 100, 500, 2000 GeV en permutaties van 100, 300, 600 GeV met een squark massa van 1 TeV. Voor deze studies zijn de slepton, gluino en derde generatie squark massa's op 4 TeV gezet dat ze geen invloed uitoefenen op het squark verval. Voor het eerste onderzoek was het belangrijkste resultaat dat bij $m_1 = 500$ GeV, $m_2 = 2000$ GeV, $m_\mu = 100$ GeV de grootste totale kans geeft om verder te zoeken naar de bosonen in detectoren. Voor het tweede onderzoek is de kans maximaal voor zowel $m_1 = 300$ GeV, $m_2 = 600$ GeV, $m_\mu = 100$ GeV als voor $m_1 = 600$ GeV, $m_2 = 300$ GeV, $m_\mu = 100$ GeV. Verder is in beide studies te zien dat de invloed van $\tan \beta$ klein is op de tabellen met branching ratios.

VOORWOORD

Toen ik na de vakantie bij Sascha terecht kwam, werd ik al bij het eerste stage-gesprek overdonderd door de hoeveelheid informatie. Sascha gaf mij drie opties en na een weekje overdenken had ik mijn keuze gemaakt: 'iets met supersymmetrie en squark verval.'

De eerste weken waren voor mij lastig, ik had moeite met de vrijheid en de zelfstudie. Pas toen Sascha mij vroeg om naar de wekelijkse bijeenkomsten van de 'Dark Matter Group' begon de stage in mijn hoofd vorm te krijgen en kwam er meer structuur in.

Ik zou squark verval gaan simuleren met een programma SUSYHIT en dan verschillende branching ratios gaan bepalen naar W, Z of H bosonen. Het programma SUSYHIT werkte in eerste instantie echter niet mee, gelukkig kon Melissa mij te hulp schieten en werkte alles na een tijdje vlekkeloos. Nu nog even een python code schrijven om het bestand uit te lezen. Simpel, of toch niet? Het bleek dat het optellen van alle mogelijke verval mogelijkheden toch iets lastiger dan ik in eerste instantie dacht. Elke keer weer vergat ik een proces of telde ik iets dubbel. Maar uiteindelijk is alles gelukt.

Hiervoor wil ik Sascha bedanken voor de persoonlijke hulp en de Dark Matter Group voor onze interessante bijeenkomsten. Deze bijeenkomsten hebben mij een goed beeld gegeven van hoe het is om als onderzoeker binnen een team te functioneren. Dit was een zeer leerzame ervaring en een mooie afsluiting van mijn bacheloropleiding.

TABEL

1	STANDAARDMODEL	5
1.1	Fermionen & Bosonen	5
1.2	De kernkrachten	6
1.3	Higgs veld	7
2	WAAROM SUPERSYMMETRIE?	9
2.1	Donkere materie	9
2.1.1	Neutralino 1	10
2.2	Hiërarchie probleem	10
3	HET MSSM	12
4	SIMULATIES	14
4.1	Resultaten	15
4.1.1	Tweede simulatie	16
4.2	Conclusie	18
5	BIJLAGE	20

STANDAARDMODEL

Het standaardmodel beschrijft de theorie van elementaire deeltjes¹. Het beschrijft de natuurkrachten, behalve zwaartekracht, in termen van de eigenschappen van de elementaire deeltjes. Ieder elementair deeltje heeft karakteristieke eigenschappen zoals: massa, spin en lading.

1.1 FERMIONEN & BOSONEN

De deeltjes zijn onderverdeeld in twee groepen afhankelijk van hun spin. De deeltjes met heeltallige spin noemen we bosonen, deeltjes met halftallige spin noemen we fermionen². De fermionen zijn weer onder te verdelen in twee families: leptonen en quarks. Het verschil tussen de twee families is dat de leptonen geen sterke wisselwerking voelen³. Verder bestaan beide families uit drie generaties met een toenemende massa, dus de derde generatie deeltjes zijn het zwaarst. In tabel 1 en 2 staan alle bekende fermionen met een aantal eigenschappen. [1]

Tabel 1: Een aantal eigenschappen van leptonen. De massa is uitgedrukt in MeV, tenzij anders vermeld, en de lading in termen van $|e|$. [1]

	Naam	Symbool	M	Q
Eerste generatie	Elektron	e^-	0,511	-1
	Elektron-neutrino	ν_e	<2.2 eV	0
Tweede generatie	Muon	μ^-	105,7	-1
	Muon-neutrino	ν_μ	<0,19	0
Derde generatie	Tau	τ^-	1777,0	-1
	Tau-neutrino	ν_τ	<18,2	0

Tabel 2: Een aantal eigenschappen van quarks.[2]

	Naam	Symbool	M	Q
Eerste generatie	Up	u	1,5-4 MeV	2/3
	down	d	4-8 MeV	-1/3
Tweede generatie	charm	c	1,15-1,35 GeV	2/3
	strange	s	80-130 MeV	-1/3
Derde generatie	top	t	$174 \pm 5,1$ GeV	2/3
	bottom	b	4,1-4,4 GeV	-1/3

Een lepton voelt dus geen sterke interactie, maar wat betekent dit nu eigenlijk?

¹ Deeltjes die niet te splitsen zijn in kleinere deeltjes.

² Naar de beroemde natuurkundigen: Fermi en Bose.

³ Met andere woorden leptonen kunnen niet koppelen aan gluonen, waar quarks dat wel kunnen.

Er zijn vier fundamentele krachten in de natuur, waarvan er al twee genoemd zijn: zwaartekracht en de sterke wisselwerking. De andere twee zijn: de elektromagnetische kracht en de zwakke wisselwerking. Maar waar komen deze krachten dan vandaan? De krachten zijn een consequentie van de wisselwerking tussen boscenen en fermionen. In klassieke elektrodynamica is de repulsie van twee protonen het gevolg van een interactie met een elektrisch veld. In werkelijkheid is dit veld gekwantiseerd. Dus in plaats van een continue interactie met een veld, gebeurt het met een uitwisseling van *gauge*⁴ bosonen. Voor de elektromagnetische kracht is dit een foton. Voor de sterke wisselwerking zijn dit gluonen en voor de zwakke wisselwerking zijn dit: W^\pm en Z bosonen. De zwaartekracht heeft het graviton, al is er nog geen goede kwantumtheorie van zwaartekracht en is het graviton nog nooit waargenomen. Dit komt doordat de zwaartekracht heel zwak is vergeleken met de andere krachten. (zie tabel: 3). [3]

	koppelingsconstante
Sterke wisselwerking	$g_s \sim 10$
Elektromagnetisch	$g_{em} \sim 10^{-2}$
Zwakke wisselwerking	$G_F \sim 10^{-5}$
Zwaartekracht	$G_N \sim 10^{-40}$

Tabel 3: De koppelingsconstante is een dimensieloze parameter die de sterkte van de wisselwerking aangeeft. De zwaartekracht is meer dan 30 ordes van grootte zwakker dan de andere drie krachten en is dus tot op hele goede benadering te verwaarlozen in het standaardmodel. [5]

Er zijn echter nog meer deeltjes in het standaardmodel. Van elk deeltje bestaat er namelijk ook nog een anti-deeltje. Dit anti-deeltje heeft precies dezelfde massa als het deeltje zelf, alleen een aantal eigenschappen wisselen van teken. Zo heeft een elektron een lading van $Q[e^-] = -1$, terwijl een anti-elektron, het positron, een lading heeft van $Q[e^+] = +1$.

1.2 DE KERNKRACHTEN

Er zijn twee kernkrachten de zwakke- en de sterke kernkracht. Zoals de naam al zegt is de sterke veel sterker dan de zwakke wisselwerking (zie tabel 3). Het verschil met deze twee krachten en de zwaartekracht en de elektromagnetische kracht is dat voor de kernkrachten geen klassieke theorie mogelijk is. Dit komt door het kleine bereik van deze krachten.

De sterke wisselwerking wordt overgebracht door gluonen. Gluonen koppelen aan het kwantumgetal kleur. Er zijn drie verschillende kleur-toestanden: rood, blauw en groen. Iedere quark heeft één kleur eigentoestand. Het grote verschil echter met de elektromagnetische kracht is dat het gluon zelf ook het kleur draagt, waar het foton elektrisch ongeladen is. Dit maakt het mogelijk dat gluonen een interactie aangaan met andere gluonen. [1] Quarks komen nooit alleen voor, ze vormen altijd kleur neutrale toestanden. Doordat een losse quark altijd een kleur heeft kan een quark nooit 'vrij' zijn. Quarks komen altijd in paren van twee of drie deeltjes voor. Dit kan met: $|q_r q_{\bar{r}}\rangle$ kleur-anti-kleur toestanden, mesonen, of met $|q_r q_g q_b\rangle$, dit zijn baryonen.⁵

⁴ IJkbosonen

⁵ Hierin staat: r voor rood, g voor groen en b voor blauw.

Wat verder opvalt aan de sterke wisselwerking is dat kleur niet afgeschermd wordt, maar juist wordt versterkt. Precies het tegenovergestelde gebeurt met een elektrische lading. Elektrische ladingen worden namelijk altijd afgeschermd. Een lading induceert namelijk dipolen in de omliggende materie, die effectief de lading afschermen. Bij kleur-lading gebeurt precies het tegenovergestelde, waardoor het effect van de kleur-lading dus steeds groter naarmate het deeltje verder komt van de lading.⁶ Maar quarks zullen nooit heel ver uit elkaar komen. Dit komt doordat op een gegeven moment genoeg energie ontstaat zodat gluonen vervallen naar quark anti-quark paren. Zo worden nieuwe kleur deeltjes gevormd met de uit elkaar getrokken quarks. Daarom manifesteert de sterke wisselwerking zichzelf alleen op zeer kleine schalen ($\sim \text{fm}$). [6]

De zwakke wisselwerking is een kracht die zorgt voor radioactief verval, als β -verval. In dit verval wordt een neutron omgezet naar een proton, een elektron en een elektron-neutrino. Hierbij wordt een down quark omgezet in een up quark. Hiervoor is een geladen boson nodig, omdat een up quark een lading van $+2/3$ heeft en een down quark een lading van $-1/3$. Om deze reactie te laten plaatsvinden is er dus een boson nodig met een lading van -1 , het W boson. Dit boson kan ook een lading van $+1$ hebben, zodat ook up quarks naar down quarks kunnen vervallen.

Maar er is nog een derde boson die zorgt voor de neutrale zwakke wisselwerking, het Z boson. Dit boson kan worden geabsorbeerd of uitgezonden worden door quarks en leptonen. Waarna het bijvoorbeeld kan vervallen naar lepton-anti-lepton of quark-anti-quark.

Deze W^\pm en Z zijn 'zware' deeltjes met een massa van respectievelijk: $\sim 80 \text{ GeV}$ en $\sim 90 \text{ GeV}$. Het bereik van deze kracht is ook klein, omdat de W en Z bosonen massief zijn. Ze kunnen daardoor snel vervallen naar leptonen en quarks. Een belangrijke symmetrie van de zwakke kernkracht is dat het W boson alleen koppelt aan linkshandige fermionen en rechtshandige anti-fermionen. Waarbij een deeltje rechtshandig is als zijn spin⁷ en impuls in dezelfde richting wijzen. Omdat W en Z bosonen massief zijn ontstaan er bij hele hoge energiën divergenties in de theorie. Om dit te voorkomen moest er een nieuw scalair⁸ veld worden geïntroduceerd, het Higgs veld.

1.3 HIGGS VELD

Het Higgs veld is dus voorgesteld om divergenties in de zwakke kernkracht ten gevolge van de massa van de W en Z bosonen te voorkomen. Een vreemde eigenschap van het Higgs veld is dat het een grondtoestand heeft die niet gelijk is aan nul. Ofwel zelfs in een perfect vacuüm is er altijd nog een Higgs veld dat onmogelijk uitgeschakeld kan worden. Het Higgs mechanisme geeft massa aan de W en Z bosons en voorspelt dat het foton geen massa heeft. Verder gaat de koppeling met de massa oftewel, hoe groter de massa van een deeltje hoe sterker de koppeling met het Higgs veld. Maar als het Higgs veld een echt kwantummechanisch veld is moeten er ook fluctuaties of oscillaties in kunnen voortplanten. Dit betekent dat er golven ofwel deeltjes in het veld zitten. Dit deeltje is een spin-0, ongeladen⁹, massief deeltje. De

⁶ Zie het als een elastiek, waarbij je steeds meer kracht moet zetten om hem verder uit elkaar te trekken.

⁷ Spin is een kwantummechanische eigenschap van een deeltje. De spin van een deeltje is een intrinsieke eigenschap, wat betekent dat ieder elektron bijvoorbeeld spin $1/2$ heeft.

⁸ Scalair veld betekent dat de spin nul is.

⁹ Zowel kleur als elektrische lading

ontdekking van dit Higgs-boson, 'goddeeltje', met een massa van 125 GeV, werd in 2012 met veel bombarie bekendgemaakt.[7][8][9]

Bij reacties in het standaardmodel zijn er een aantal behouden grootheden naast energie en impuls. Zo is er voor baryonen een behouden grootheid die baryon getal heet. Dit betekent dat $B = \frac{1}{3}(n_q - n_{\bar{q}})$ ¹⁰ gelijk is voor de ingaande als uitkomende deeltjes. Voor leptonen is er ook een behouden grootheid namelijk lepton getal. Dit getal is behouden voor iedere individuele lepton familie en is negatief voor anti-deeltjes.¹¹ [3]

Deze natuurkrachten en behouden grootheden werken goed en zijn in overeenstemming met de data. Dus waarom is er dan nog een uitbreiding als supersymmetrie nodig?

¹⁰ Hierbij is n_q het aantal quarks en \bar{q} het aantal anti-quarks

¹¹ Simpel gezegd, als er een muon bijvoorbeeld een reactie aangaat moet er een muon of muonneutrino uitkomen of het muon moet annihilieren met een anti-muon.

WAAROM SUPERSYMMETRIE?

Helaas is het standaardmodel niet perfect. Er zijn een aantal problemen met de theorie. Een probleem van het standaardmodel is dat het geen kandidaat heeft voor donkere materie. Een tweede probleem van het standaardmodel heeft te maken met de massa van het Higgs boson. Als er namelijk nieuwe fysica optreedt bij hogere energien dan wordt de Higgs massa gecorrigeerd met het kwadraat van de massa schaal van deze nieuwe fysica. Maar waarom is er dan nieuwe fysica nodig? Hier zijn een aantal redenen voor: zo is er nog geen kwantumtheorie van zwaartekracht en dan is er nog het probleem met donkere materie. Genoeg redenen om aan te nemen dat er bij hogere energie nieuwe interessante fysica optreedt. Maar waarom is de Higgs massa dan niet veel groter? En hoe weten we dat donkere materie bestaat?[4][10]

2.1 DONKERE MATERIE

Een van de grootste problemen van het huidige standaardmodel is dat het geen verklaring heeft voor donkere materie. Donkere materie is nooit direct waargenomen, maar afgeleid uit de rotatie-curven van sterrenstelsels. Volgens Newton is er een $\frac{1}{\sqrt{r}}$ verband voor de rotatiesnelheid:

$$F_z = \frac{GmM}{r^2} = F_{mpz} = \frac{mv^2}{r} \rightarrow v \sim \frac{1}{\sqrt{r}}. \quad (1)$$

De waarnemingen vertellen echter een ander verhaal.

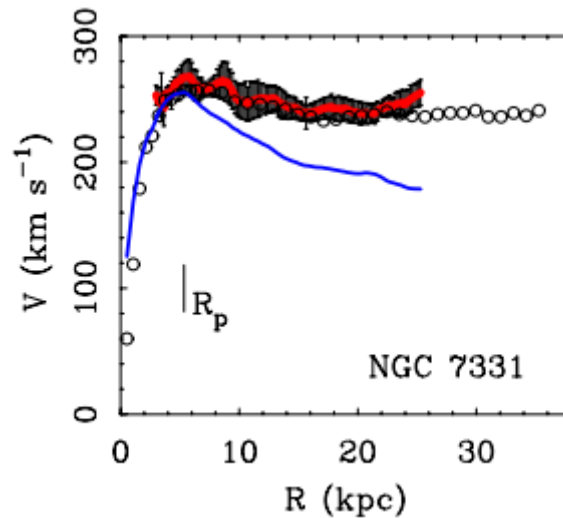


Fig. 1: Een rotatie-curve van NGC 7331, waarbij de rode lijn met *error-bars* de nieuwe data representeert. De doorzichtige cirkels zijn de oudere data-punten en de blauwe lijn is de voorspelling van de rotatie-curve met alleen baryonische massa.[11]

De vlakke rotatie-curve die na het maximum optreedt bij NGC 7331, is waargenomen in talloze sterrenstelsels. Een simpele manier om dit te verklaren is door te zeggen dat er meer massa in de schijf van een sterrenstelsel zit dan we waarnemen. Deze massa moet dan wel geen fotonen uitzenden en dus geen interactie aangaan met de elektromagnetische kracht. Hieraan heeft het zijn bijnaam 'donkere materie' te danken. Wat verder opvalt dat deze materie een veel groter aandeel in de massa heeft dan gewone materie. Metingen van spiraalstelsels zien dat 80-90% van de massa van spiraalstelsels donker is. [12]

Een andere theorie over de afwijkende rotatie-curven is *modified newtonian dynamics* (MOND). Deze theorie gaat ervan uit dat voor voor kleine acceleraties de Newtoniaanse dynamica niet meer klopt. De versnelling wordt dan gegeven door $a = \sqrt{a_0 a_N}$, waar a_N de normale Newtoniaanse versnelling is en $a_0 = 1,2 \times 10^{-8} \text{ cms}^{-2}$ de limiet aangeeft waaronder de acceleratie moet worden gecorrigeerd met deze factor.[13] Hoewel deze theorie het vrij goed doet met het voorspellen van rotatie-curven is donkere materie de meer gangbare theorie. Maar waar bestaat deze materie dan uit?

2.1.1 Neutralino 1

Het standaardmodel heeft hier zoals eerder gezegd geen verklaring voor. Supersymmetrie heeft dat wel. De SUSY kandidaat voor donkere materie is het LSP¹ het lichtste super-symmetrische deeltje. Het lichtste super-symmetrische deeltje is het neutralino 1 ($\tilde{\chi}_0^1$). Dit deeltje heeft geen elektrische lading en geen kleur. Dus gaat het geen interactie aan met fotonen en gluonen. Het deeltje reageert alleen via de zwakke wisselwerking met gewone materie. Dit maakt het tot een 'donker' deeltje dat weinig interactie aangaat met gewone materie. Hetgeen echter wat cruciaal is voor donkere materie is dat het deeltje zelf stabiel is, omdat er geen spoor van donkere materie in ons universum waargenomen is. Nu blijkt dat als een nieuwe symmetrie wordt opgelegd (R-pariteit) dat het neutralino 1 volledig stabiel is. Dit maakt het een geschikte kandidaat voor donkere materie.² [14][15]

2.2 HIËRARCHIE PROBLEEM

Misschien wel het grootste probleem van het standaardmodel is de exacte massa van het Higgs-boson. Het Higgs-boson heeft een gevonden massa van rond de 125 GeV.[9] Echter door kwantumcorrecties op de Higgs massa kan deze veel groter worden als er nieuwe fysica bij hogere energiën wordt ontdekt. De bovengrens is dan de Planck-schaal $M_P \sim 10^{18}$ GeV, waarbij de vier fundamentele krachten ongeveer van dezelfde sterkte zijn. Dus het bereik van de Higgs massa kan enorm zijn. Dit komt omdat er allerlei kwantum-correcties meegenomen moeten worden door effecten met virtuele deeltjes.

Hierdoor wordt de massa van het Higgsboson gecorrigeerd met:

$$\Delta M_h = \frac{\lambda_S}{16\pi^2} [-\Lambda^2 + 6m_f^2 \log \frac{\lambda}{m_f} - 2m_f^2] + \mathcal{O}(\frac{1}{\Lambda^2}) \quad (2)$$

¹ lightest supersymmetric particle

² Hierover meer in het volgende hoofdstuk.

Met m_f de fermion massa, en Λ de *cut-off* schaal³. De correcties op de Higgs-massa gaan dus met Λ^2 , waardoor de correcties enorm kunnen worden, omdat deze cut-off schaal van de orde $\Lambda \sim 10^{18}$ GeV is. Het kwadraat hiervan is een factor $\sim 10^{36}$ groter dan de experimenteel bepaalde massa. Om dit te repareren is een contra-factor nodig van $\mathcal{O}(10^{-36})$, ofwel er is extreme *fine-tuning* nodig om deze termen overeen te laten komen. [15][16]

Dit is problematisch. Er moet dus een mechanisme zijn die ervoor zorgt dat de Higgs massa terugbrengt op 125 GeV. Supersymmetrie heeft hier een natuurlijke oplossing voor.

Door supersymmetrische deeltjes toe te voegen die even sterk koppelen aan het Higgs veld worden de kwantum-correcties van de SM⁴ deeltjes precies opgeheven. De enorme hiërarchie tussen de Planck schaal en de elektro-zwakke schaal, waarin de Higgs massa ligt, wordt gestabiliseerd. [15]

³ De schaal waar nieuwe fysica zich voordoet.

⁴ Standaard model.

HET MSSM

Het MSSM is het minimaal supersymmetrisch standaardmodel. Het is een minimale uitbreiding van het standaardmodel in de zin dat er een minimaal aantal deeltjes nodig is voor deze supersymmetrische uitbreiding. Maar wat is een supersymmetrische uitbreiding?

Een supersymmetrische uitbreiding van het standaardmodel houdt in dat fermionen en bosonen worden gekoppeld. Ofwel alle standaardmodel fermionen worden sfermionen¹ met een heeltallige spin. Dus een elektron wordt een selektron, en een tau en stau. De *gauge*- of ijkbosonen worden gaugino's met halftallige spin. Higgs-deeltjes worden higgsino's, W en Z bosonen worden wino's en bino's, met halftallige spin. Deze gaugino's en sfermions zijn echter nog nooit waargenomen. Maar waarom niet?

Als supersymmetrie een exacte symmetrie zou zijn, dan zouden alle supersymmetrische deeltjes even zwaar zijn als de SM partners. Als dit het geval zou zijn, dan hadden we de deeltjes al lang gedetecteerd in verschillende deeltjesversnellers. Een supersymmetrisch deeltje is echter nog nooit waargenomen daarom gaat men ervan uit dat supersymmetrie een gebroken symmetrie is. Hierdoor kunnen de deeltjes veel zwaarder zijn dan de SM partners.[17]

In reacties binnen het MSSM is het niet langer noodzakelijk dat het lepton getal en het baryon nummer behouden grootheden zijn. Er wordt een nieuwe symmetrie opgelegd, R-pariteit. R-pariteit is een combinatie van lepton getal, baryon nummer en spin, $R = (-1)^{3B+L+2s}$. Voor standaardmodel deeltjes is dit altijd +1, voor alle supersymmetrische partners is dit echter -1. Hieruit volgt dat een verval product van supersymmetrische deeltjes een oneven aantal supersymmetrische deeltjes moet opleveren. Ofwel dat in reacties in het standaardmodel alleen paren van supersymmetrische deeltjes gevormd kunnen worden. Verder leidt een behouden R-pariteit tot een absoluut stabiel LSP, omdat het neutralino 1 niet kan vervallen naar een supersymmetrisch deeltje. Maar wat is een neutralino nou voor een deeltje? [14]

Door elektro-zwakke symmetriebreking mengen de higgsino's met de elektro-zwakke gaugino's. Dit leidt tot zes nieuwe supersymmetrische deeltjes. Er zijn vier neutrale massa eigen-toestanden (neutralino's) en twee geladen massa-eigentoestanden (chargino's). De hoeveelheid *mixing* die optreedt wordt gegeven door de mixing matrices. De mixing matrix voor de neutralino's is gegeven door:

$$M_{\tilde{N}} = \begin{pmatrix} m_1 & 0 & -c_\beta s_W m_Z & s_\beta s_W m_Z \\ 0 & m_2 & c_\beta c_W m_Z & -s_\beta c_W m_Z \\ -c_\beta s_W m_Z & c_\beta c_W m_Z & 0 & -m_\mu \\ s_\beta s_W m_Z & -s_\beta c_W m_Z & -m_\mu & 0 \end{pmatrix} \quad (3)$$

waarbij $c_\beta = \cos \beta$ en $s_W = \sin \theta_W$, met θ_W de Weinberg hoek en $\cos \theta_W = \frac{m_W}{m_Z}$. $\tan \beta$ is de verhouding van de Higgs vacuüm verwachtingswaarden. Verder zijn m_Z en m_W de massa van het Z en W boson. En representeren m_1, m_2, m_μ respectievelijk de bino, wino en higgsino massa's. Om de massa's van de neutralino's te bepalen moet

¹ De 's' staat voor scalair, dit betekent dat de spin gelijk is aan nul.

deze matrix gediagonaliseerd worden. Dit kan met een unitaire matrix N kan zodat:

$$N^* M_{\tilde{N}} N^{-1} = \begin{pmatrix} M_{\tilde{\chi}_1^0} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & M_{\tilde{\chi}_2^0} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & M_{\tilde{\chi}_3^0} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & M_{\tilde{\chi}_4^0} \end{pmatrix} \quad (4)$$

waarbij op de diagonaal de massa's van de neutralino's staan. Als de drie massa parameters ver genoeg uit elkaar liggen zijn er altijd een bino-achtige, een wino-achtige en twee higgsino-achtige neutralino's. Dit komt doordat er twee neutrale higgsino's zijn die mixen en maar een bino en wino. Het is niet vooraf duidelijk welk neutralino higgsino-, bino- of wino-achtig is. Dit hangt namelijk af van de parameters m_1, m_2, m_μ . Stel $m_1 = 100, m_2 = 300, m_\mu = 600$ GeV dan is $\tilde{\chi}_1^0$ (neutralino 1) bino-achtig $\tilde{\chi}_2^0$ (neutralino 2) wino-achtig en de andere twee zijn dan higgsino-achtig. [15]

Voor de twee chargino's, die gevormd worden door geladen wino en higgsino toestanden, is er ook een mixing matrix. Deze wordt gegeven door

$$M_{\tilde{C}} = \begin{pmatrix} m_2 & \sqrt{2}s_\beta m_W \\ \sqrt{2}c_\beta m_W & m_\mu \end{pmatrix} \quad (5)$$

waar opnieuw c, s worden gebruikt voor sinus en cosinus en m_W de massa van het W-boson is. [15]

Voor dit onderzoek is het belangrijk te weten op welke manieren een squark kan vervallen.² Dit gaat in het algemeen naar een quark en gluino als dit kinematisch mogelijk is. In het onderzoek is de gluino massa echter groter dan die van het squark waardoor dit proces uitgesloten is. Daarom zal een squark vervallen naar een quark en een neutralino of chargino. Een squark kan theoretisch ook vervallen naar een Higgsboson, alleen deze koppeling gaat met de Yukawa koppeling en is dus onderdrukt.

Een neutralino verval wordt, als het kinematisch mogelijk is, gedomineerd door een verval naar lepton/slepton of quark/squark. In deze simulaties zijn de parameters echter zo gekozen dat dit type verval niet mogelijk is. Hierdoor zal een neutralino verval gedomineerd worden door een verval naar een lichtere neutralino of chargino onder uitzending van een Z of Higgsboson. Of in het geval van een neutralino naar chargino onder uitzending van een W boson.

Deze processen domineren, tenzij het massa-verschil tussen bijvoorbeeld het chargino 1 en neutralino 1 kleiner is dan de massa van de W, Z of H boson. In dit geval heb je een verval van chargino 1 naar neutralino 1 met een geladen lepton³ en neutrino of een quark en een anti-quark.

² De Feynmandiagrammen die relevant zijn voor dit onderzoek zijn toegevoegd in de bijlage.

³ Elektron, muon en tau.

SIMULATIES

In dit onderzoek is gekeken naar de *branching ratios*¹ van squark verval met als eind-product een neutralino 1 en een van de bosonen H, Z of W. Hierbij zijn de parameters m_1, m_2, m_μ gepermuteerd. De simulaties zijn gedaan met SUSYHIT², een fortran code die het MSSM simuleert. Dit programma berekent de branching ratios van individuele verval processen. Om een overzicht te krijgen van de totale branching ratio naar H, Z en W bosonen, moeten al deze processen opgeteld en vermenigvuldigd worden. De input parameters die voor de simulaties gebruikt zijn worden hier kort beschreven en ook waarom ze gebruikt zijn. De eerste en tweede generatie squarks zijn op 1 TeV gezet. Dit is gedaan, omdat dit de minimale waarde van de squarks is, die nog niet is uitgesloten door de LHC³. De sfermionen hebben allemaal een massa van 5 TeV gekregen, zodat ze geen invloed hebben op het squark verval. Dit geldt ook voor de derde generatie squarks, om te voorkomen dat het stop-top verval elke reactie domineert. Verder is ook de gluino op 5 TeV gezet zodat ook het gluino geen invloed heeft op het squark verval.

Er zijn twee verschillende simulaties uitgevoerd, waarbij de parameters m_1, m_2, m_μ zijn veranderd. In het eerste experiment is gekeken naar m_1, m_2, m_μ 100, 500 en 2000 GeV, waarbij deze gepermuteerd zijn zodat er uiteindelijk 6 scenario's zijn. Hierbij is ook summier gekeken naar de invloed van $\tan \beta$. Dit is gedaan door de simulaties met twee waarden voor $\tan \beta$ uit te voeren, $\tan \beta = 10$ en $\tan \beta = 30$. In deze situatie van 100, 500 en 2000 GeV kan maximaal één boson ontstaan, omdat een squark niet meer tot het zwaarste neutralino kan vervallen is een stapsgewijs proces, waarbij twee bosonen ontstaan niet mogelijk.

In de tweede situatie is gekeken naar massa's van 100, 300 en 600 GeV, waarbij ze ook weer gepermuteerd worden. Deze situatie is wezenlijk anders dan de eerste situatie, omdat het nu wel mogelijk is een verval van een squark naar een neutralino 1 en twee bosons te krijgen. Dit komt doordat een stapsgewijs proces hier wel mogelijk is, omdat alle waarden van m_1, m_2, m_μ allemaal onder de 1 TeV liggen. Ook hier is op eenzelfde manier naar de invloed van $\tan \beta$ op de branching ratios gekeken.

Deze simulaties zijn uitgevoerd om te kijken of er een nieuwe methode is waarin gezocht kan worden naar het neutralino 1. Tot op heden wordt er alleen gezocht naar quark verval waarbij een W boson en een jet geproduceerd wordt. Deze studie is onder andere gedaan om te kijken of het zinvol is om ook naar Z of H bosonen te kijken. Hierbij is het natuurlijk het makkelijkst om een zo hoog mogelijke W, H en Z productie te krijgen, zodat deze in de detectoren opgevangen kunnen worden.

¹ De kans op een bepaald verval.

² <http://www.itp.kit.edu/~maggie/SUSY-HIT/>

³ *Large Hadron Collider*

4.1 RESULTATEN

In de eerste simulatie is gekeken naar een permutatie van 100, 500 en 2000 GeV, hierbij is di-boson verval niet mogelijk en kan de totale branching ratio voor W, H, Z bosons niet boven de 1 uitkomen⁴. De branching ratios worden weergegeven in figuur [2] en [3].

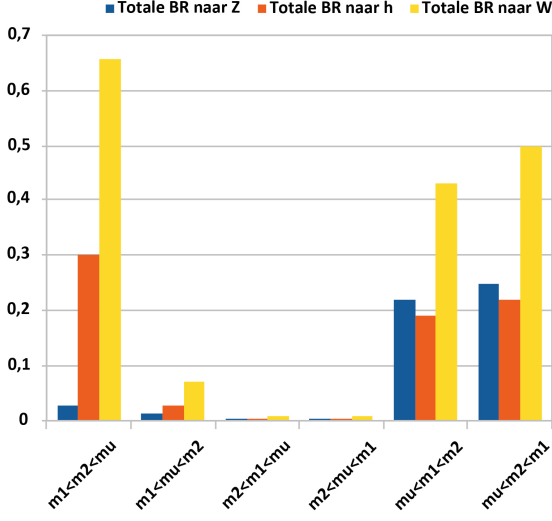


Fig. 2: Linkshandig squark verval met m_1, m_2, m_μ 100, 500, 2000 GeV gepermuteerd.

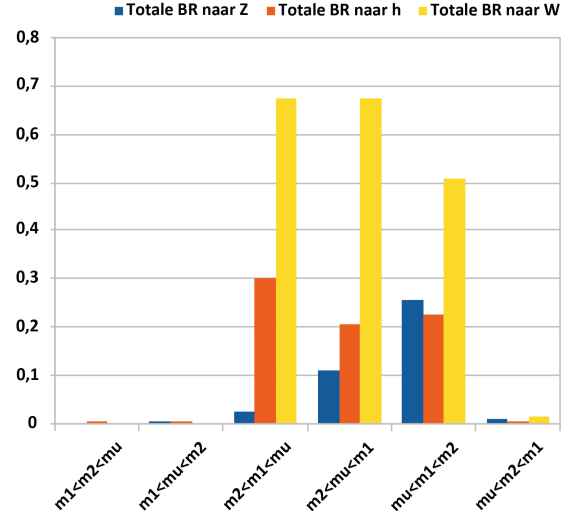


Fig. 3: Rechtshandig squark verval met m_1, m_2, m_μ 100, 500, 2000 GeV gepermuteerd.

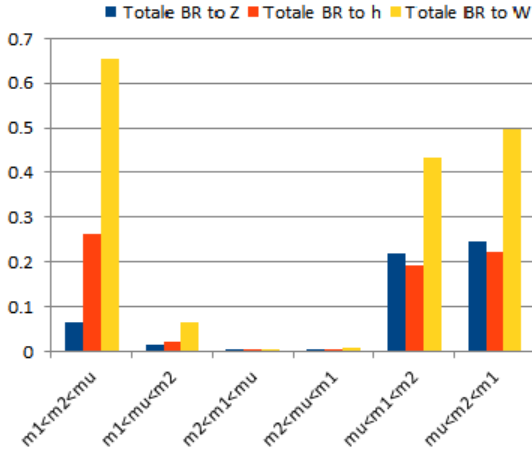


Fig. 4: Linkshandig squark verval met m_1, m_2, m_μ 100, 500, 2000 GeV gepermuteerd. Dit keer echter met een $\tan \beta = 30$ in plaats van 10.

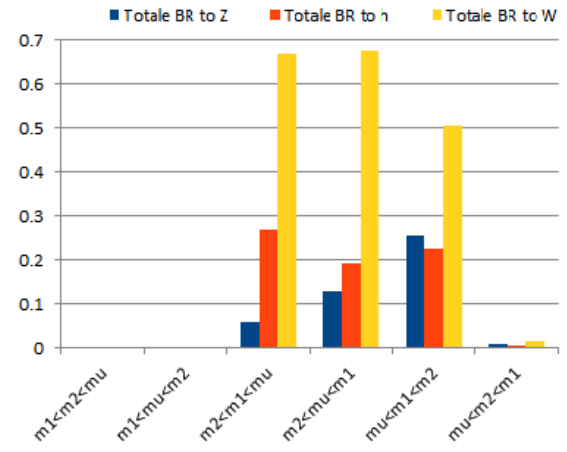


Fig. 5: Rechtshandig squark verval met m_1, m_2, m_μ 100, 500, 2000 GeV gepermuteerd. Ook met een $\tan \beta = 30$ in plaats van 10.

Wat opvalt is dat de kolommen voor ieder scenario altijd optellen tot ~ 0 , of ~ 1 . Dit komt doordat de parameters zo zijn gekozen dat een verval naar lepton/slepton of quark/squark niet mogelijk is. Het is dan ~ 1 als er een stapsgewijs verval is en van ~ 0 als het squark direct vervalt naar een neutralino 1. Er is duidelijk een

⁴ $BR(Z)+BR(h)+BR(W)<1$

groot verschil tussen linkshandige en rechtshandige squarks. Dit komt door het feit dat wino's alleen koppelen aan linkshandige squarks. Hierdoor is te zien dat bij linkshandige squarks en een wino-achtige neutralino 1 de kans dat er een W, Z of H boson gevormd wordt nul is. Dit komt doordat de squarks dan direct vervallen naar een neutralino 1. Een rechtshandige squark kan niet direct vervallen naar een wino-achtige neutralino 1. Hierom vervalt alles eerst naar een zwaarder neutralino of chargino en dan naar een neutralino 1, waarbij dus een H, W of Z boson wordt gevormd. Bij rechtshandige squarks geldt verder: dat als het neutralino 1 bino-achtig is, dat een squark direct hiernaartoe vervalt. En voor het scenario dat het neutralino 1 higgsino-achtig is geldt: als het neutralino 3 bino-achtig is dat vrijwel elke squark naar dit neutralino 3 vervalt, maar als het neutralino 3 wino-achtig is zal elke rechtshandige squark naar het neutralino 2 of 1 vervallen en deze liggen in massa zo dicht bij elkaar dat er geen boson gevormd kan worden. Dit komt doordat ze beide higgsino-achtig zijn en dus een massa van ongeveer 100 GeV zullen hebben. Voor linkshandige squarks is het diagram heel anders, opnieuw vanwege de koppeling van de wino's aan alleen linkshandige squarks. In dit scenario is voor een higgsino-achtige neutralino 1 altijd een grote kans een H, W of Z boson te zien, omdat een linkshandige squark dan altijd prefereert om naar een neutralino 3 te vervallen. Voor een bino-achtige neutralino 1 is er echter alleen een grote kans zo een boson te zien als het neutralino 2 wino-achtig is. Wat verder opvalt is dat de kans op een W boson te zien overal ongeveer dubbel zo groot is als de kans om een H of Z boson te zien. Dit is te verklaren door het feit dat er twee W bosonen zijn: W^+ en W^- .

In dit eerste scenario geeft het regime $m_\mu < m_1 < m_2$ de grootste kans om Z en H jets te detecteren in deeltjesversnellers. Dit komt doordat voor zowel links- als rechtshandige squarks het verval naar tenminste één boson ongeveer 1 is. Verder kan uit de figuren 4 en 5 worden afgeleid dat $\tan\beta$ weinig invloed op de vorm van de tabellen, de branching ratios verschuiven slechts met enkele procenten. Deze resultaten zijn gebruikt voor een onderzoeksvoorstel bij ATLAS.

4.1.1 Tweede simulatie

In de tweede simulatie is gekeken naar permutaties van m_1, m_2, m_μ met 100, 300 en 600 GeV. Hierbij is een di-boson verval wel mogelijk, omdat alle waarden onder de 1 TeV liggen waar de squark massa op is gezet. Waardoor het mogelijk is dat een squark naar elk neutralino kan vervallen.

De figuren links vertonen veel overeenkomsten met de eerste simulatie, maar er zijn voor sommige permutaties wel degelijk verschillen. Het eerste verschil dat op te merken is: is dat er in deze studie dubbel geteld kan worden. Dit komt doordat di-boson verval mogelijk is, waardoor de totale kans boven de één kan uitkomen⁵. Verder zijn er twee permutaties die veel verschillen van de eerdere simulatie. Voor rechtshandige squarks is dit het scenario $m_\mu < m_2 < m_1$ en voor linkshandige squarks is dit het scenario $m_1 < m_\mu < m_2$. Voor de rechtshandige squarks (in het scenario: $m_\mu < m_2 < m_1$) is het nu mogelijk te vervallen naar een bino-achtig neutralino 4. Het neutralino 4 vervalt daarna (stapsgewijs) naar een neutralino 1, onder uitzending van een of twee bosonen. Voor de linkshandige squarks (in het scenario: $m_1 < m_\mu < m_2$) is het nu mogelijk naar een wino-achtig neutralino 4 te vervallen. Deze vervalt dan on-

⁵ De totale kans zoals eerder gedefinieerd: $BR(W)+BR(Z)+BR(H)$.

4.1 RESULTATEN

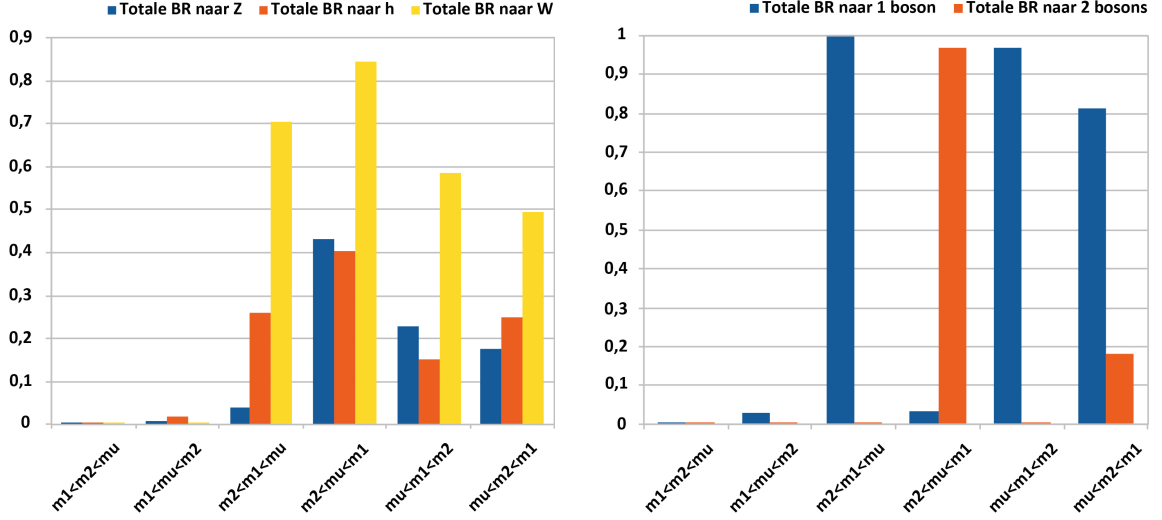


Fig. 6: De branching ratios van rechtshandig squark verval met m_1 , m_2 , m_μ 100, 300, 600 GeV gepermuteerd.

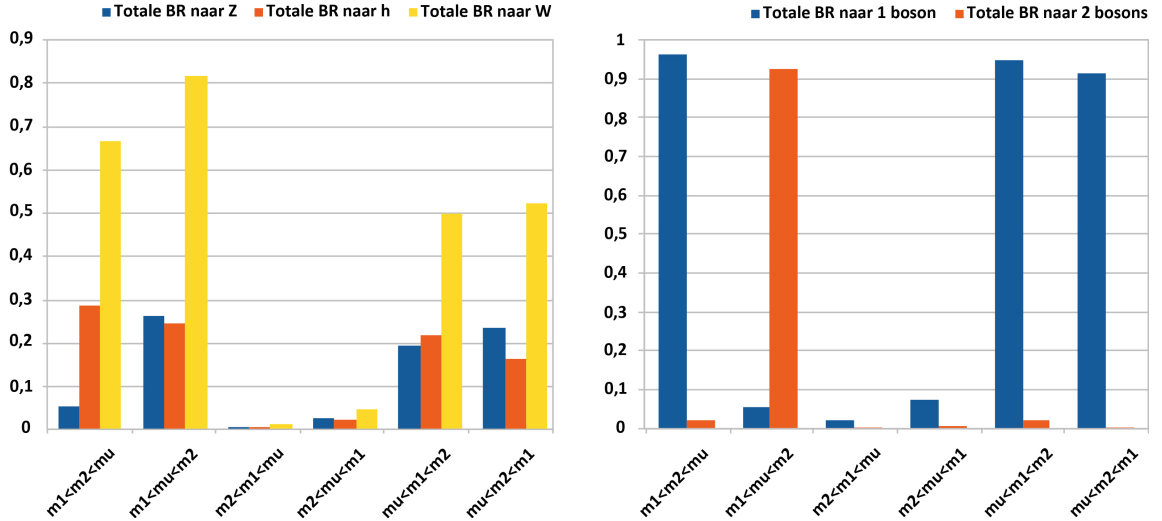


Fig. 7: De branching ratios van linkshandig squark verval met m_1 , m_2 , m_μ 100, 300, 600 GeV gepermuteerd.

der uitzending van tenminste een boson naar een neutralino 1. In de grafiek ernaast is te zien dat dit vaak echter gebeurt onder uitzending van twee bosonen. Dit komt doordat de squarks in dit geval vooral vervallen naar neutralino 4 (70%) en naar het chargino 2 (30%). Deze vervallen dan vaak niet direct naar het neutralino 1, maar stapsgewijs: via neutralino 2 of 3 of het chargino 1.

Voor rechtshandige squarks is er ook een domein ($m_2 < m_\mu < m_1$), waarbij er bijna altijd twee bosonen worden gevormd. Hier vervallen vrijwel alle squarks naar het neutralino 4, waarbij dan slechts een klein deel direct vervalt naar het neutralino 1. Het gros ($\sim 95\%$) vervalt naar neutralino's 2, 3 of het chargino 2.⁶ Waarna het hierna vervalt naar een neutralino 1.

⁶ Chargino 1 kan niet omdat de chargino 1 en neutralino 1 massa's vrijwel gelijk zijn. Dit komt doordat m_2 de laagste waarde is (van m_1 , m_2 en $m_{\mu\mu}$), waardoor zowel het chargino 1 als het neutralino 1 wino-achtig zijn.

4.2 CONCLUSIE

In deze simulatie zijn er twee regimes waarbij er een grote kans is dat er tenminste één boson geproduceerd wordt. Zowel $m_\mu < m_2 < m_1$ als $m_\mu < m_1 < m_2$ geven een grote kans op een W, Z of H boson. Verder is ook hier slechts een klein verschil te merken door $\tan\beta$ te veranderen van 10 naar 30. (Zie figuur: 6, 7 en 8)

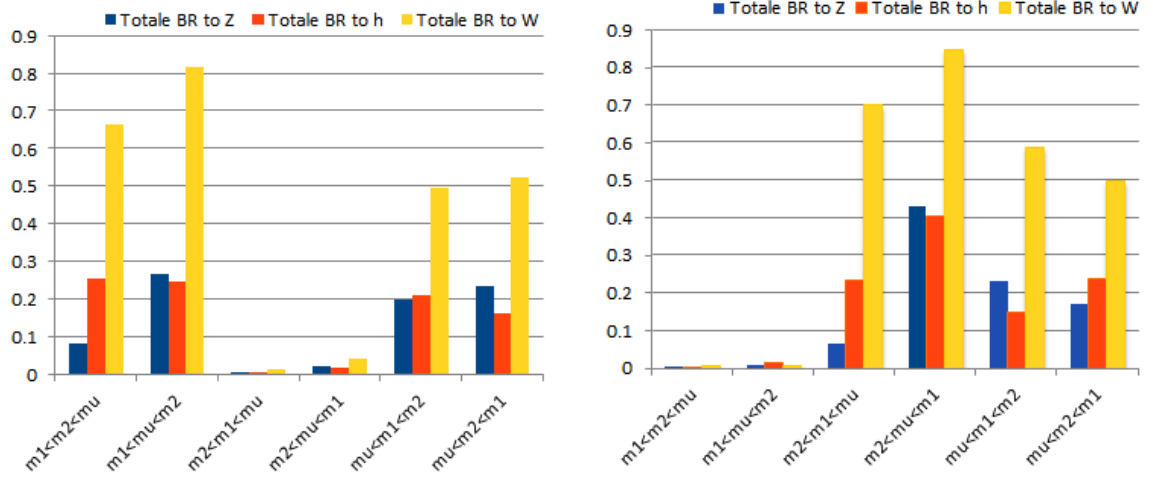


Fig. 8: Respectievelijk links- en rechtshandig squark verval met m_1, m_2, m_μ 100, 500, 2000 GeV gepermuteerd, waarbij $\tan\beta = 30$ in plaats van $\tan\beta = 10$.

4.2 CONCLUSIE

In beide simulaties is de totale kans (voor linkshandige en rechtshandige squarks) dus het grootst als het neutralino 1 higgsino-achtig is. Het belangrijkste verschil tussen de twee studies is dat er voor de studie met massa's van 100, 300, 600 GeV beide permutaties, waarbij het neutralino 1 higgsino-achtig is ($m_\mu = 100$ GeV), een grote kans geven op een verval met tenminste één boson. Terwijl voor de simulaties met 100, 500, 2000 GeV, de situatie met $m_\mu < m_1 < m_2$ de maximale kans geeft op verval waarbij tenminste één W, Z of H boson wordt geproduceerd. Ook is onderzocht dat het effect van $\tan\beta$ op de vorm van de tabellen bij goede benadering verwaarloosbaar is. Verder is te zien dat in elk regime waar het squark kan vervallen naar een neutralino 1, de kans om een H of Z boson te zien aanzienlijk is. De mogelijkheid om dit te detecteren wordt nog nader onderzocht.

BIBLIOGRAPHY

- [1] B.R Martin, *Nuclear and Particle Physics, an introduction*, John Wiley & Sons, Ltd, 2006
- [2] M Merk, "lecture notes to the 1-st year master course" *Particle Physics 1*, Nikhef, herfst 2011
- [3] D. Griffiths, *Introduction to Elementary Particles*, WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, 2008, tweede editie
- [4] C. Csàki. P.Tanedo, *Beyond the Standard Model, Lectures at the 2013 European School of High Energy Physics*, 12, feb, 2016, arXiv:1602.04228v1
- [5] R.N. Mohapatra, *Unification and Supersymmetry*, Springer-Verlag New York inc., 1986
- [6] A. Das, T. Ferbel, *Nuclear and Particle Physics, Introduction to*, World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., 2003, tweede editie
- [7] S. Caron, *Lecture Notes, Structure of Matter 2015: Nuclear and Particle Physics*, IMAPP, 2015, 2nd semester
- [8] R. Kleiss, *Fundamental Particles - Fundamental Physics*, IMAPP, 2009, 2nd semester
- [9] CMS, ATLAS, *Combined Measurement of the Higgs Boson Mass in pp Collisions at $\sqrt{s}=7$ and 8 TeV with the ATLAS and CMS Experiments*, 26 march 2015, arXiv:1503.07589v1
- [10] P. Pratim Pal. *Study of Decoupling Effects on SUSY Higgs Sector*. American Journal of Physics and Applications. Vol. 3, No. 2, 2015, pp. 57-59. doi: 10.11648/j.ajpa.20150302.16
- [11] S.S.McGaugh, *The third law of galactic rotation*, 11 december 2014. arXiv:1412.3767v1
- [12] D. Moaz, *Astrophysics in a Nutshell*, Princeton University Press, 2007
- [13] R. Scarpa, *Modified Newtonian Dynamics, an Introductory Review*, 20 jan 2006, arXiv:astro-ph/0601478
- [14] I.J.R Atchinson, *Supersymmetry and the MSSM: An Elementary Introduction*, 12 mei 2005, arXiv:hep-ph/0505105v1
- [15] S.P Martin, "A Supersymmetry Primer", 2011. arXiv:hep-ph/9709356v6
- [16] A. Djouadi, *The Anatomy of ElectroWeak Symmetry Breaking: Tome II: The Higgs bosons in the Minimal Supersymmetric Model*, 3 may 2005, arXiv:hep-ph/0503173v2
- [17] S. K. Vempati, *Introduction to the MSSM*, 1 jan 2012, arXiv:1201.0334v1

BIJLAGE

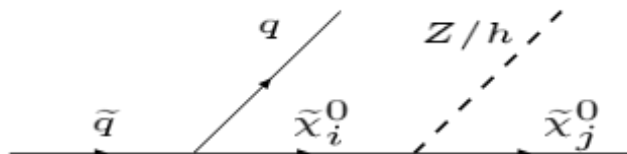


Fig. 9: Squark verval via een neutralino kanaal, waarbij j kleiner is dan i .

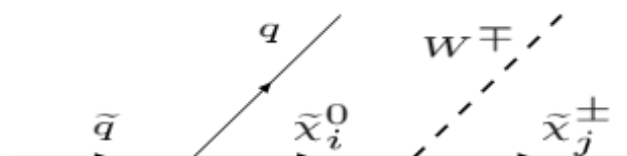


Fig. 10: Squark verval naar neutralino gevolgd door een verval naar een chargino. Het chargino kan dan vervolgens als het kinematisch mogelijk is weer vervallen naar een lichter neutralino.

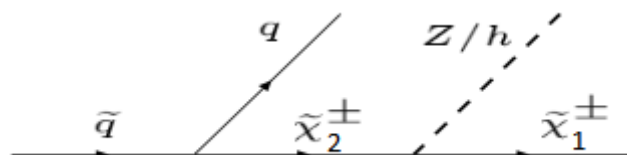


Fig. 11: Squark verval naar een chargino 2, die vervolgens vervalt naar een chargino 1. Een chargino 1 kan onder uitzending van een W boson dan weer vervallen naar een neutralino 1.