

# Het uur der zwaarheid (I)

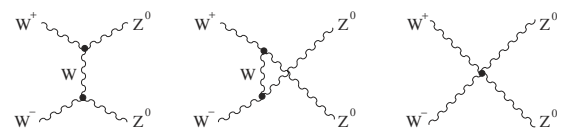
In 2007 moet bij CERN in Genève de Large Hadron Collider van start gaan. Een van de belangrijkste doelstellingen van dit megaproject is het onderzoeken van de *higgs-sector* van het standaardmodel van de elementaire deeltjes, die in brede kring als een 'missing link' in onze kennis van de subatomaire wereld gezien wordt. In het eerste van deze twee artikelen zullen wij proberen de achterliggende motivatie van deze opvatting te beschrijven: in het tweede artikel in het volgende nummer zal de experimentele situatie van dit moment besproken worden. *Sijbrand de Jong en Ronald Kleiss*

Het standaardmodel, dat wil zeggen het beeld van de wereld van de elementaire deeltjes dat in de afgelopen veertig jaar ontwikkeld is, lijkt verbluffend succesvol in de confrontatie van experimentele resultaten met theoretische voorspellingen, de laatste meestal geformuleerd in termen van *feynmandiagrammen*. Het standaardmodel bevat 12 soorten spin- $\frac{1}{2}$  deeltjes (fermionen), gerangschikt in drie generaties van elk een up-type quark met elektrische lading  $+2/3$  en een down-type met lading  $-1/3$ , een neutrino en een  $-1$  geladen lepton<sup>1</sup>. De analoge fermionen van de verschillende generaties verschillen slechts in hun rustmassa, hun quantumgetallen voor de elektromagnetische, zwakke en sterke interacties zijn identiek. In het kader **De deeltjes van het standaardmodel** staan de deeltjes en interacties van het standaardmodel samengevat.

De drie experimenteel controleerbare interacties<sup>2</sup> worden gerepresenteerd door spin-1 deeltjes: het elektromagnetisme door het foton, en de sterke wisselwerking door de acht typen gluonen. Deze spin-1 deeltjes hebben alle rustmassa nul en hun polarisatie is daarom altijd transversaal, dat wil zeggen loodrecht op de bewegingsrichting (zie het kader over bosonen). Voor de spin-1 deeltjes die de zwakke interactie representeren, de  $W^\pm$  en  $Z^0$  bosonen, ligt het anders: deze bosonen hebben een aanzienlijke rustmassa van respectievelijk 80,35 en 91,19 GeV/ $c^2$ , en hun polarisatie kan daarom zowel transversaal zijn als longitudinaal: in het laatste geval wijst het veld in de bewegingsrichting van het boson.

Stel dat er een deeltjesinteractie plaatsvindt waarbij een  $W^-$  of  $Z^0$ -deeltje geproduceerd wordt met een energie  $E$  die zeer veel groter is dan zijn massa  $m$ , zodat de lorentzcontractiefactor  $\gamma = E/m \gg 1$ . Indien dit boson longitudinaal gepolariseerd is, is het veld lorentz-gecontraheerd met een factor  $1/\gamma$  en daardoor met een factor  $\gamma$  intenser dan voor een boson in rust. Aangezien de sterkte van interactie van zo'n boson (en daarmee elke overgangsamplitude) evenredig is met de veldintensiteit, zullen overgangswaarschijnlijkheden geneigd zijn sterk toe te nemen met de in het proces betrokken energie, en bij voldoende hoge energie zo groot worden dat de totale interactiewaarschijnlijkheid de honderd procent zou overschrijden. Dit wordt *schending van unitariteit* genoemd en om dat te voorkomen, moeten de interacties van de bosonen met de rest van het systeem een zodanige vorm hebben dat de effecten van longitudinale polarisatie in de verschillende feynmandiagrammen tegen elkaar wegvallen tot op relatieve orde  $m/E$  (zie het kader over bosonen). Dit is mogelijk mits de interacties precies die vorm hebben die het standaardmodel voorschrijft.<sup>3</sup> Op deze wijze kan de vorm van de elektrozwakke interacties tussen de spin- $\frac{1}{2}$  fermionen en spin-1 bosonen, en tussen de spin-1 bosonen onderling worden afgeleid uit de eis van behoud van unitariteit.

Het standaardmodel is hiermee nog niet volledig. Als we processen als  $W^+W^- \rightarrow Z^0Z^0$  beschouwen, waarbij alle vier de bosonen longitudinaal zijn, zijn er drie feynmandiagrammen voorhanden waarin alleen deze bosonen meedoen:<sup>4,5</sup>



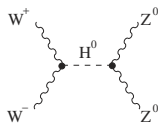
Elk van deze feynmandiagrammen divergeert als  $E^4/m^4$  bij hoge energie. Het in het standaardmodel ingebouwde wegvallen van deze divergenties reduceert de som van deze diagrammen weliswaar tot iets dat evenredig gaat met  $E^2/m^2$ , maar ook dit geeft geen acceptabel gedrag bij hoge energie. In het minimale standaardmodel wordt dit gerepareerd door het introduceren van een extra deeltje, het  $H^0$  deeltje, zodat een vierde feynmandiagram ter beschikking komt:

## De deeltjes van het standaardmodel

spin- 1/2 fermionen			
up-quarks	u	c	t
down-quarks	d	s	b
neutrino's	$\nu_e$	$\nu_\mu$	$\nu_\tau$
geladen leptonen	e	$\mu$	$\tau$

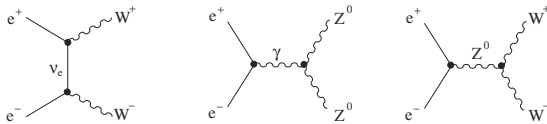
spin-0 bosonen	
higgsveld	H

spin-1 bosonen	
sterke interactie	gluonen
elektromagnetische interactie	foton
zwakke interactie	$W^\pm, Z$

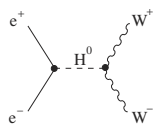


De bijdrage van dit diagram groeit ook als  $E^2/m^2$ . Dit nieuwe deeltje is spinloos en neutraal, en de interacties kunnen zodanig gekozen worden dat de som van de vier feynmandiagrammen voor hoge energie zich gedraagt als  $E^0/m^0$ . Dit is acceptabel omdat de kinematica dit gedrag verder reduceert met een factor  $1/E$ . Hiertoe is het nodig dat het higgsdeeltje  $H^0$  aan de andere deeltjes koppelt met een sterkte evenredig aan hun massa.<sup>6</sup>

Een soortgelijk mechanisme is te zien in het proces  $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ , met longitudinale  $W$ 's. Zonder higgsdeeltje wordt dit proces beschreven door de feynmandiagrammen:



Elk diagram groeit als  $E^2/m^2$ . Hun som groeit als  $m_e E/m^2$  door het ingebouwde tegen elkaar wegvallen van de termen die kwadratisch zijn in  $E$  (waarbij  $m_e$  de elektronmassa is). De zwakke interacties zijn voldoende om het leidende  $E^2/m^2$  gedrag van de individuele feynmandiagrammen af te zwakken, maar om het resterende  $m_e E/m^2$  gedrag weg te werken is een vierde feynmandiagram nodig, met het  $H^0$  deeltje:



dat ook groeit als  $m_e E/m^2$ , en samen met de eerste drie in totaal een constante geeft. Hiervoor is het nodig dat de koppeling tussen het  $H^0$  en het elektron een factor  $m_e$  bevat. In het bovenstaande geval kunnen we het inkomend  $e^+e^-$  vervangen door elk fermion antifermionpaar  $f\bar{f}$  zodat de  $H^0$  evenredig aan de massa aan elk soort fermion moet koppelen.

### Transversaal gepolariseerde bosonen en stroombehoud

In dit kader schrijven we lorentzviervectoren met als index-0-component de tijd of energie en als ruimtelijke (index 1, 2, 3) componenten een vector die plaats of impuls voorstelt. Laat de golfvector (de energie-impulsvector) van een foton gegeven worden door  $k^\mu = (k^0, \mathbf{k})$ , en de polarisatie, dat wil zeggen het elektrisch veld, door  $\epsilon^\mu = (\epsilon^0, \boldsymbol{\epsilon})$ . De transversaliteit van de polarisatie luidt dan  $\boldsymbol{\epsilon} \cdot \mathbf{k} = 0$ , hetgeen op het eerste gezicht niet een relativistisch verantwoorde conditie lijkt. Echter, de relativistisch wel acceptabele lorentzconditie  $\epsilon_\mu k^\mu = 0$ , samen met de massaloosheid van het foton,  $k_\mu k^\mu = 0$ , leidt ertoe dat de polarisatie geschreven kan worden als

$$\epsilon^\mu = (\epsilon^0/k^0)k^\mu + (0, \boldsymbol{\epsilon}_\perp),$$

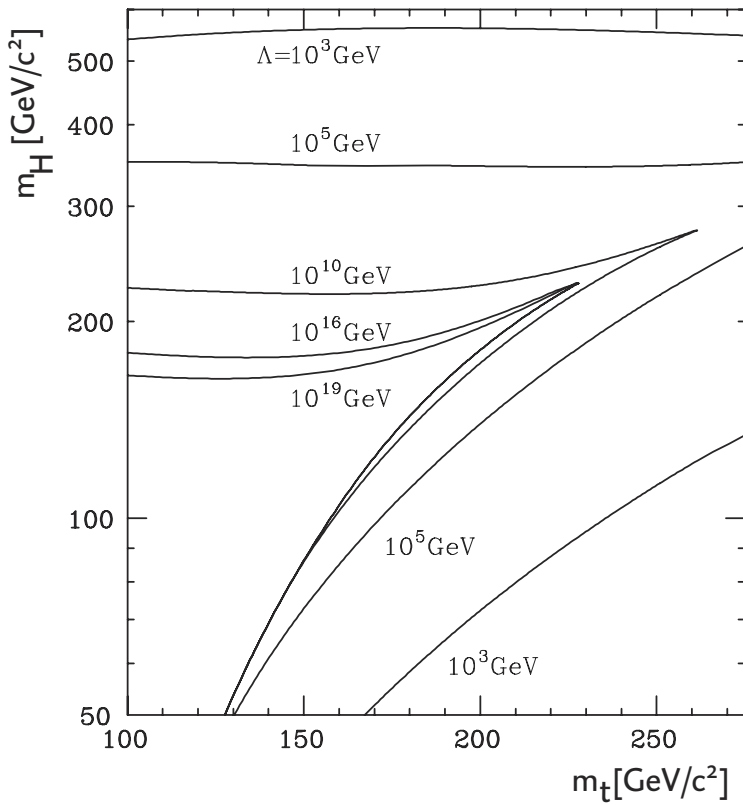
waarbij  $\boldsymbol{\epsilon}_\perp$  transversaal is. De conditie van transversaliteit van de observeerbare polarisatie in elk inertiaalsysteem impliceert in dat geval dat het gedeelte van de polarisatie  $\epsilon^\mu$  dat parallel is aan de golfvector  $k^\mu$  niet aan enige interactie meedoet: en dit is precies de eis van behoud van elektromagnetische stroom in ieder mogelijk fysisch proces. Een willekeurige vorm van de interacties tussen (bijvoorbeeld) elektronen en fotonen zal niet aan deze eis voldoen: in feite is de door de quantum-elektrodynamica voorgeschreven vorm de enige redelijke mogelijkheid. Voor de massalose gluonen en hun interacties met quarks geldt precies dezelfde redenering: deze leidt tot de bekende vorm van de quantumchromodynamica.

### Longitudinaal gepolariseerde bosonen

Beschouw een massief spin-1 deeltje met een vier-impuls  $p^\mu = (E, 0, 0, p)$ . Als dit longitudinaal gepolariseerd is, volgt uit de lorentzcondities  $\epsilon_\mu p^\mu = 0$  en  $\epsilon_\mu \epsilon^\mu = -1$  dat

$$\epsilon^\mu = \left( \frac{p}{m}, 0, 0, \frac{E}{m} \right) = \frac{1}{m} p^\mu + O\left(\frac{m}{E}\right).$$

Het onschadelijk zijn van het 'gevaarlijke' deel  $p^\mu/m$  van de polarisatie is dus in feite een verzwakte vorm van stroombehoud, immers een groeien van het elektrisch veld met de impuls schendt vroeger of later behoud van stroom als de impuls ongebreideld toe kan nemen.



Figuur 1. Energieschaal waarop het standaardmodel faalt als functie van de massa van het higgsdeeltje (hier  $m_H$  langs de  $y$ -as) en de topquarkmassa (hier  $m_t$  langs de  $x$ -as.) De verschillende curves geven de vacuümstabiliteitsgrens en trivialiteitsgrens [2] voor de energieschaal  $\Lambda$ , die bij de curve is vermeld. Als de combinatie van de massa's van het higgsdeeltje en de topquark boven of rechts van een bepaalde curve liggen, zal er boven die energieschaal 'nieuwe fysica' te vinden moeten zijn.

De minimale aanname van een enkel, spinloos, neutraal higgsdeeltje  $H^0$  dat aan andere deeltjes (en aan zichzelf!) koppelt met een sterkte die van de deeltjesmassa afhangt, blijkt voldoende om (deze versie van) het standaardmodel volledig zelf-consistent te maken, waarbij in principe alle mogelijke processen nauwkeurig voorspeld kunnen worden. Tevens blijkt bij deze minimale keuze de relatieve sterkte van elektromagnetische en zwakke koppeling (uitgedrukt in de zwakke-mixing hoek  $\theta_w$ ) gerelateerd te zijn aan de verhouding tussen de massa's van de W en Z bosonen. Dit is in feite de enige kwantitatieve voorspelling omtrent deeltjesmassa's in het standaardmodel. Met name wordt ook de massa van het higgsdeeltje zelf niet voorspeld.

#### HET HIGGSMECHANISME

Het feit dat deeltjes in het standaardmodel massa hebben, zorgt dus voor een niet-triviale uitbreiding van de theorie met een higgs-sector; een theorie waarin alle deeltjes massaloos zijn zou een veel eenvoudiger structuur hebben. Om deze reden wordt het standaardmodel vaak geformuleerd als een *a priori* massaloze theorie, waarin de deeltjesmassa's gegenereerd worden door interacties: dit is het *higgsmechanisme*. Er wordt in dit beeld van uitgegaan dat de lege ruimte geen vacuüm is: zou men uit een kamer alle materie zoals lucht, en alle straling zoals licht verwijderen,<sup>7</sup> dan zou deze nog gevuld zijn met een *higgsmedium* van uniforme dichtheid. Zou men er in slagen ook dit medium te verwijderen, dan (zo luidt de hypothese) zouden alle

#### Het gewicht van nat licht

De relativistische uitdrukking die snelheid en energie relateert luidt

$$(mc^2)^2 = E^2(1 - v^2/c^2).$$

Hierbij is  $v$  de snelheid,  $E$  de energie, en  $m$  de rustmassa van een deeltje. Fotonen in vacuüm hebben snelheid  $v = c$  en dientengevolge massa nul. Laat men een foton echter in water doordringen, dan verandert zijn energie  $E$  (dat wil zeggen kleur) niet; maar het beweegt zich met een lagere snelheid  $v = c/n$ , waarbij  $n$  de brekingsindex is: voor water is  $n \approx 1,33$  voor zichtbaar licht. Een foton heeft in water dus een rustmassa! Voor een rood foton met  $E = 2 \text{ eV}$  is de rustmassa ongeveer  $1,5 \text{ eV}/c^2$ . Het feit dat de brekingsindex over het gehele zichtbare deel van het spectrum vrijwel constant is, impliceert dat het water-medium verschillend koppelt aan verschillende kleuren licht.

Overigens moet worden opgemerkt, dat aangezien de lichtsnelheid in water kleiner dan  $c$  is, de snelheid wel degelijk van de waarnemer afhangt. Inderdaad hangt de lichtsnelheid in stromend water van de stroomsnelheid af.

standaardmodeldeeltjes in deze ruimte massaloos zijn en zich met lichtsnelheid bewegen. Echter, het higgsmedium koppelt aan de meeste deeltjes: door deze koppeling bewegen de deeltjes met een lagere snelheid, en krijgen dientengevolge een (effectieve) massa. Dit effect is beslist niet exotisch: ook licht in water heeft rustmassa (zie het kader *Het gewicht van nat licht*). Enkele eigenschappen van het higgsmedium kunnen onmiddellijk uit dit beeld worden afgeleid. Zwaardere deeltjes moeten (blijkbaar!) sterker koppelen aan het higgsmedium. Daarnaast is het higgsmedium elektrisch neutraal en kleur-neutraal omdat fotonen en gluonen massaloos zijn. Omdat de W en Z massief zijn heeft het higgsmedium wel zwakke interactie. Als het medium impulsmoment had, zou de ons omringende ruimte een voorkeursrichting bevatten, in tegenspraak met de waargenomen isotropie van de ruimte. We concluderen dat het higgsmedium, indien het echt bestaat, een zwak wisselwerkend, spinloos neutraal veld moet zijn, dat sterker koppelt aan andere deeltjes naarmate deze zwaarder zijn: net de eigenschappen van het  $H^0$  deeltje! Het ligt dan ook voor de hand om het higgsmedium en het higgsdeeltje te identificeren: het uniforme medium is de klassieke, constante component, het  $H^0$  de oscillerende quantumcomponent van één en hetzelfde higgsveld. De enige manier om te verklaren dat deeltjes die aan het higgsveld koppelen daar een massa aan overhouden, ook als er geen higgsdeeltjes in het spel zijn, is dat de constante component van het higgsveld ongelijk aan nul is.

Abusievelijk wordt wel geschreven dat ‘de ontdekking van het higgsdeeltje ons zal verklaren waar de massa’s vandaan komen’. In feite bewijst ontdekking van een higgsdeeltje slechts het bestaan van een higgsveld, en opent daarmee de mogelijkheid dat het higgsmediumbeeld correct kan zijn; het bewijst echter niet dat in de grondtoestand het higgsmedium dichtheid ongelijk nul heeft, noch geeft het inzicht in de redenen achter de verschillende sterktes van de koppeling van standaardmodel-deeltjes aan het higgsmedium.

#### THEORETISCHE INFORMATIE OVER DE MASSA VAN HET HIGGSDEELTJE

In het minimale standaardmodel is de massa van het  $H^0$  deeltje de ontbrekende parameter. Naast experimentele informatie, is er ook een aantal theoretische overwegingen die grenzen oplegt aan de mogelijke waarde van de massa van het higgsdeeltje.

In de eerste plaats moet daarbij gedacht worden aan het higgsmedium. Er moet in het standaardmodel een reden aangebracht worden waardoor het voor het higgsveld energetisch gunstiger is een waarde ongelijk nul aan te nemen in de grondtoestand. Dit wordt bereikt door het higgsveld te voorzien van een zelf-interactie met een potentiaal die een minimum bereikt voor waarden van het higgsveld verschillend van nul. Dit betekent uiteraard dat het  $H^0$  deeltje een zelf-interactie heeft, die dus ook afhankelijk is van zijn eigen massa: hoe zwaarder het higgsdeeltje, des te sterker de zelf-interactie en des te dieper de potentiaalput. Omgekeerd zal, als het higgsdeeltje al te licht is, de potentiaalput ondiep worden, en het higgsmedium kan dan ‘verdampen’ door quantumfluctuaties.<sup>8</sup> *Vacuümstabiliteit*, dat wil zeggen het feit dat dit (klaarblijkelijk!) niet gebeurt, plaatst een ondergrens op de massa van het higgsdeeltje die, afhankelijk van een aantal aannamen, in de buurt van  $100 \text{ GeV}/c^2$  ligt.

Bovengrenzen aan een acceptabele massa voor het higgsdeeltje komen van de diagrammatische argumenten omtrent unitariteitsschending. De getoonde feynmandiagrammen vormen de eerste-orde benaderingen in een storingsreeks. Dit betekent dat zij alleen betrouwbare informatie geven als de reeks redelijk convergeert. Bij zeer hoge energie en/of zeer grote massa van het higgsdeeltje worden de individuele diagrammen zo groot dat storingstheorie zelf onbetrouwbaar wordt. Dit leidt tot de zogenaamde *trivialiteitsgrens*: aannemen dat de theorie tot een bepaalde energieschaal perturbatief te beschrijven is, leidt tot een bovengrens op de massa van het higgsdeeltje. Als de theorie tot de planckenergie van  $10^{19} \text{ GeV}$  intact moet blijven, kan het higgsdeeltje niet zwaarder zijn dan  $170$  à  $200 \text{ GeV}/c^2$ ; lagere energieschalen staan grotere massa’s van het higgsdeeltje toe, tot aan het geval waarin de theorie onbetrouwbaar wordt bij een energie van  $m_H c^2$  zelf: dit geeft een uiterste bovengrens van ongeveer  $800 \text{ GeV}/c^2$  op de massa van een higgsdeeltje dat zich nog acceptabel gedraagt. Eenzelfde soort bovengrens wordt gegeven door de vervaltijd van het (instabiele) higgsdeeltje. Als  $m_H$  groter is dan ongeveer  $1 \text{ TeV}/c^2$  is de vervaltijd van het

higgsdeeltje kleiner dan de tijd die licht nodig heeft om de comptongolfengte van deze massa af te leggen: met andere woorden, zo’n zwaar deeltje vervalt reeds voordat het ‘in de gaten heeft’ dat het bestaat. De interpretatie van het higgsboson als een deeltje komt daarmee wel bijzonder in het nauw.

De verschillende limieten worden in figuur 1 weergegeven in de zogenaamde ‘schoorsteengrafiek’, waarin de theoretische limieten op  $m_H$  worden gegeven.

Geen van de bovenstaande argumenten is rigoreus; zij zijn gebaseerd op vertrouwen in de veldentheoretische beschrijving van de higgs-sector, die nog niet getest is. Desalniettemin is er een redelijke consensus dat de massa van het higgsdeeltje binnen de theoretische grenzen zal liggen, waardoor het binnen het bereik van versnellers zou moeten liggen die ofwel operationeel zijn of in aanbouw. De precieze experimentele situatie van dit moment zal in het volgende artikel van deze reeks besproken worden.<sup>9</sup>

#### REFERENTIES

- 1 Een uitstekende inleiding in de Higgs-sector van het standaardmodel wordt gegeven in M. Veltman, *The Higgs system*, in: proc. 5th Hellenic School of Particle Physics 1989 (eds. E.N. Argyres, N.D. Tracas and G. Zoupanos), World Scientific 1990.
- 2 M. Quiros, *Constraints on the Higgs boson properties from the effective potential*, hep-ph/9703412.

#### NOTEN

- 1 De elektrische ladingen zijn gegeven in eenheden van protonlading.
- 2 Gravitatie wordt hier buiten beschouwing gelaten en speelt over het algemeen in laboratoriumexperimenten met elementaire deeltjes geen enkele rol.
- 3 Voor spin- $1/2$  deeltjes, die ook longitudinaal gepolariseerd kunnen zijn, neemt het veld ook toe met de energie, maar slechts met een factor  $\sqrt{E/m}$ : dit leidt niet tot problemen met unitariteit zolang aan elke elementaire interactie niet meer dan twee fermionen deelnemen.
- 4 We beperken ons hier tot de laagste orde in storingstheorie: in het algemeen leidt het meenemen van hogere-orde correcties niet tot kwalitatief andere conclusies.
- 5 In de feynmandiagrammen staan kronkellijnen voor spin-1 bosonen, streeplijnen voor spin-0 bosonen en doorgetrokken lijnen voor spin- $1/2$  fermionen.
- 6 In feite is het nodig ook de processen  $W^+W^- \rightarrow W^+W^-$  en  $W^+W^- \rightarrow Z^0H^0$  mee te nemen.
- 7 Tevens zou de temperatuur van de wanden tot nul moeten worden teruggebracht.
- 8 Hierbij speelt de topquark een belangrijke rol, omdat hij zo zwaar is: de ondergrens van de massa van het higgsdeeltje hangt dus ook van de massa van de topquark af.
- 9 Merk op dat het woord *symmetriebreking* in bovenstaande beschouwingen niet is gevallen en in tegenstelling tot algemeen geloof dus niet nodig is om het higgsboson te introduceren.



Ronald Kleiss (links) en Sijbrand de Jong (rechts) zijn hoogleraar in respectievelijk de theoretische en de experimentele hoge energiefysica aan de Radboud Universiteit Nijmegen. Hun interesse gaat uit naar de grenzen van het standaardmodel. Zij zijn beiden actief betrokken bij de inspanningen ten behoeve van de LHC.