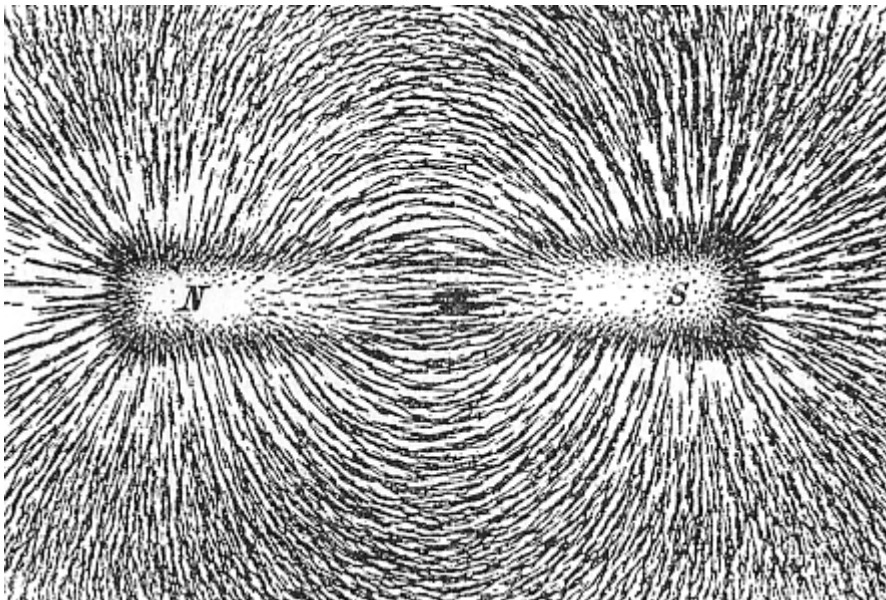


Quantumfysica (12): Renormalisatie

Dit is het twaalfde artikel uit het dossier Quantumfysica. In het [elfde artikel](#) zagen we hoe we hoe men in de jaren '40 van de vorige eeuw leerde om de quantumfysica ook toe te passen op ingewikkelde systemen zoals het elektromagnetische veld.

In het vorige artikel hebben we de quantumveldentheorie besproken: de theorie die natuurkundigen gebruiken om de quantummechanica van velden te beschrijven. Een voorbeeld van zo'n veld is het elektromagnetische veld, dat de elektrische en magnetische krachten overdraagt. Natuurlijk hebben de andere fundamentele krachten - de twee kernkrachten en de zwaartekracht - ook een bijbehorend veld dat die krachten overdraagt. Maar er zijn nog veel meer velden in de natuur. We weten inmiddels immers dat deeltjes ook gezien kunnen worden als golven. Daarmee hoort er bij elk soort deeltje ook een veld, waarin de bijbehorende golven zich voortplanten. Er is dus een elektronveld, een neutrinveld, een Higgsveld, enzovoort.



Afbeelding 1. Het elektromagnetische veld. Het elektromagnetische veld kan mooi zichtbaar gemaakt worden door ijzervijlsel op een vel papier te strooien, en een magneet onder het papier te houden. Afbeelding: Newton

Henry Black.

Het doen van berekeningen voor experimenten met zulke quantumvelden is niet eenvoudig, maar we zagen in het vorige artikel hoe Richard Feynman een techniek ontwikkelde om dergelijke berekeningen aan de hand van een serie diagrammen te vereenvoudigen. Elk Feynmandiagram staat voor een (eenvoudiger) berekening, die een deel van het eindantwoord van de gewenste berekening bepaalt. Door de belangrijkste diagrammen als eerste door te rekenen en vervolgens de minder belangrijke diagrammen toe te voegen, kunnen we stap voor stap het eindantwoord van elke berekening willekeurig dicht benaderen.

Uit de bovenstaande omschrijving lijkt het wellicht alsof alle wiskundige problemen rond de quantumveldentheorie met de technieken van Feynman waren opgelost, maar dat is beslist niet het geval. Hoewel het probleem van het doorrekenen van oneindig veel processen werd verholpen, bleek in de jaren '40 van de vorige eeuw dat er nog wel degelijk problemen waren met de quantumveldentheorie. In sommige gevallen was het namelijk niet alleen zo dat er oneindig veel Feynmandiagrammen waren (een probleem waarmee men nu kon omgaan door alleen de belangrijkste diagrammen door te rekenen), maar ook dat de uitkomsten van de berekeningen voor sommige *individuele* Feynmandiagrammen oneindig groot waren!

Dit was een vreemde en onacceptabele situatie. Een fysisch model wordt geacht gedane meetresultaten te beschrijven en nieuwe meetresultaten te voorspellen, en uit een daadwerkelijke meting zal nooit het resultaat "oneindig" komen. Om de quantumveldentheorie te redden, was het dus noodzaak om de oneindige uitkomsten uit de theorie te verwijderen. De eerste die bedacht hoe dit gedaan kon worden was de Duits-Amerikaanse natuurkundige Hans Bethe, in 1947.



Afbeelding 2. Hans Bethe (1906-2005).Foto: Los Alamos National Laboratory.

Bethe bedacht het volgende. Elk fysisch model hangt af van een aantal parameters die we vooraf als “input” moeten geven. In het geval van het elektromagnetisme zijn de massa en de lading van het elektron voorbeelden van dergelijke parameters. We kunnen de waarden van zulke parameters vaak niet verklaren: ze moeten worden gemeten, waarna we aan de hand van de theorie allerlei andere meetresultaten kunnen berekenen. Vergelijk het met het beschrijven van een biljart: pas zodra we hebben bepaald wat de massa van alle ballen is, wat de maten van het biljart zijn, en hoe groot de wrijving van het laken en de lucht zijn, kunnen we van elk mogelijk “experiment” met de ballen (elke stoot) in theorie precies uitrekenen wat de uitkomst zal zijn.

In de quantumveldentheorie gebeurt echter iets bijzonders. De parameters die we aan het begin van de berekening invoeren zijn *niet* exact de parameters die we meten. Die laatste parameters – de gemeten waarden – zijn namelijk afhankelijk van de *schaal* waarop we het experiment uitvoeren. De elektrische lading van een elektron kunnen we bijvoorbeeld bepalen door te meten hoe sterk de aantrekkingskracht van het elektron op een ander geladen deeltje is. Deze definitie werkt op lange afstanden prima, maar op extreem korte

afstanden ontstaat er een probleem. De lege ruimte rondom een geladen deeltje is helemaal niet écht leeg. Door quantumfluctuaties ontstaan en verdwijnen er in die ruimte continu paren van positief en negatief geladen deeltjes. Het elektron dat we willen observeren, oefent door zijn lading invloed uit op al die deeltjesparen. Het zal gelijk geladen deeltjes afstoten, en tegengesteld geladen deeltjes aantrekken. Het netto-effect is dat er vlakbij een geladen deeltje allerlei extra ladingsverdelingen ontstaan – een effect dat ook wel [vacuümpolarisatie](#) wordt genoemd.

Het gevolg van deze vacuümpolarisatie is dat het elektron een soort “kussen” om zich heen krijgt dat de sterkte van het elektrisch veld dempt. Vlak bij een elektron hebben we maar last van een klein deel van die demping, en meten we dus een iets grotere lading dan ver weg van het elektron. Hoe dichterbij het elektron we de meting doen, hoe sterker dit effect zal worden. Sterker nog: uiteindelijk wordt het effect oneindig sterk! Als we dichterbij het elektron komen, wordt de vlakbij gemeten lading willekeurig veel groter dan de op grote afstand gemeten lading.

Het probleem is nu dat we in een quantumveldentheorie de berekeningen in zekere zin andersom doen. We werken daar met *microscopische* parameters. Dat wil zeggen: als we aan de theorie van bijvoorbeeld het elektromagnetische veld willen gaan rekenen, moeten we eerst vastleggen hoe groot de echte, “naakte” lading van het elektron is. Daarmee bedoelen we dus de lading zoals we die vlakbij het elektron zouden meten. Deze lading is, zoals we hierboven uitgelegd hebben, echter oneindig veel groter dan de daadwerkelijke lading die we op grote afstand meten. Omgekeerd: als we in onze theorie een bepaalde eindige waarde voor de naakte elektronlading invoeren, zal blijken dat die lading vanaf grote afstand gezien helemaal uitgedempt wordt en dus nul is – een resultaat dat natuurlijk niet overeenkomt met wat we in werkelijkheid meten!

We moeten dus op de een of andere manier aan de theorie vertellen dat de naakte lading van het elektron oneindig groot is. Rekenen met het getal oneindig is echter niet iets dat tot zinvolle uitkomsten leidt, en dit is de reden dat fysici in de jaren '40 in de problemen kwamen. De oplossing die Hans Bethe verzong was de volgende. Hij voegde aan de theorie een extra parameter toe, namelijk de zogenaamde *schaalfactor*. Die factor beschrijft op welke schaal een theorie nog geldig is. Als we bijvoorbeeld werken met een schaalfactor van 10^{-20} meter, kunnen we in de theorie grofweg de waarde van de elektronlading invoeren die

we zouden meten op een afstand van 10^{-20} meter, en geeft de theorie de juiste uitkomsten voor alle afstanden groter dan dat. Uiteindelijk willen we natuurlijk de schaalfactor steeds kleiner maken, zodat de theorie de natuur op alle afstandsschalen beschrijft - ook de allerkleinste. Dat is mogelijk, als we maar *tegelijktijd* de naakte lading die we in de theorie gebruiken steeds groter maken. In het grensgeval waarin we de schaalfactor echt 0 zouden maken, vinden we de resultaten van de oude, microscopische theorie terug, maar nu zijn daarin de naakte lading (en andere parameters) op een gecontroleerde manier oneindig groot gemaakt, zodat de uitkomsten van experimenten berekend kunnen worden.

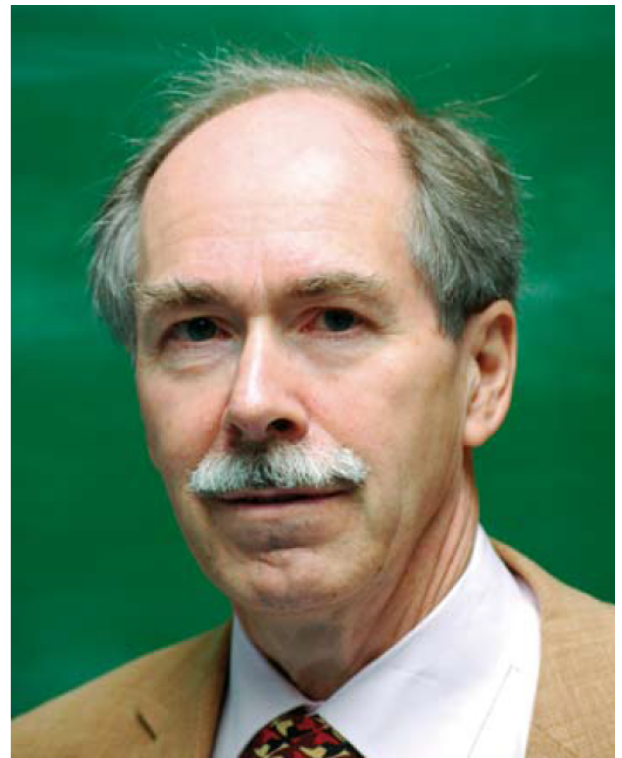
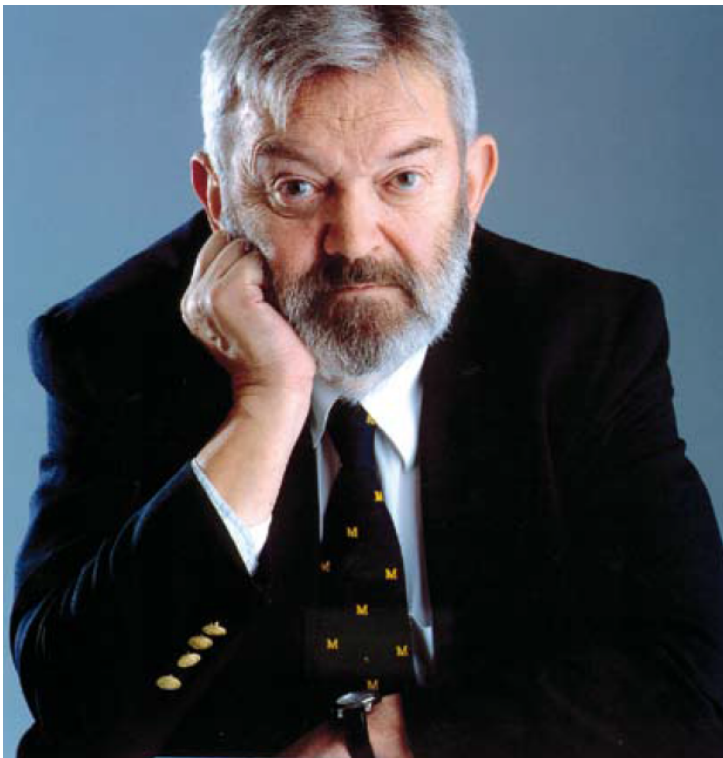


Afbeelding 3. De Nobelprijs. Voor het werk aan de renormalisatie van quantumveldentheorieën zijn in de loop der jaren diverse Nobelprijzen uitgereikt. (De medaille op de foto is er daar overigens niet één van - dit is de medaille bij de Nobelprijs voor medicijnen uit 1950.) Foto en ontwerp: Nobel Foundation.

Deze procedure heeft in de loop der jaren de naam *renormalisatie* gekregen. De methode werd als eerste toegepast op de theorie van het elektromagnetische veld en de interactie daarvan met elektronen - een theorie die bekend staat onder de naam *quantumelektrodynamica*, of kortweg QED. De ideeën van Bethe werden voor die theorie verder uitgewerkt door Freeman Dyson, Julian Schwinger, Richard Feynman en Shin'ichiro Tomonaga, en bleken te leiden tot rekenresultaten die met grote precisie overeenkwamen

met de metingen. In 1965 wonnen de laatstgenoemde drie dan ook de Nobelprijs voor hun werk aan deze theorie.

Het renormalisatieprobleem was daarmee echter nog niet helemaal opgelost. Voor de elektromagnetische kracht – in zekere zin de eenvoudigste van de vier natuurkrachten – werkte de oplossing prachtig, maar voor de andere natuurkrachten was het niet duidelijk hoe een soortgelijke procedure uitgevoerd kon worden. Het probleem was dat voor de beschrijving van die andere krachten – en dan met name de twee kernkrachten – in berekeningen veel gebruik werd gemaakt van bepaalde symmetrie-eigenschappen van de vergelijkingen die de krachten beschrijven. Het doen van de renormalisatie op zo'n manier dat dit krachtige symmetrie-wapen behouden bleef, bleek erg lastig. Pas in 1971, zo'n 30 jaar na het werk van Bethe, slaagden twee Nederlandse fysici erin om dit probleem op te lossen. Die Nederlanders, Gerard 't Hooft en Martinus Veltman, wonnen in 1979 voor die prestatie de Nobelprijs.



Afbeelding 4. Martinus Veltman (links) en Gerard 't Hooft (rechts). 't Hooft en Veltman wonnen in 1979 de Nobelprijs voor de renormalisatie van het type theorieën waarmee de sterke en de zwakke kernkracht beschreven worden.

De vierde kracht – de zwaartekracht – bleek nog lastiger te temmen, en in zekere zin is dat

probleem nog altijd niet opgelost. Het op quantumschaal beschrijven van de zwaartekracht is echter een onderwerp op zich, waar we later in dit dossier nog apart op zullen terugkomen.

Dit is het twaalfde artikel uit het dossier Quantumfysica. In het [dertiende artikel](#) zien we hoe de velden in de quantumveldentheorie uiteenvallen in twee groepen met heel verschillende eigenschappen: bosonen en fermionen.