

# De tegenslagen van de theoretische natuurkunde

Door Hans van Leunen een gepensioneerd natuurkundige

3-11-2022

## Abstract

De zoektocht naar een betrouwbare basis van de fysieke werkelijkheid heeft veel tegenslagen gekend en verloopt traag. Er werden zijwegen genomen die niet tot het gewenste doel leidden. Dit document laat zien dat er een alternatief pad is dat leidt tot een beter resultaat. Dit resultaat kan in één zin worden weergegeven. Deze zeer korte samenvatting behoeft wel de nodige uitleg. Het document geeft deze uitleg. Het document toont ook de relatie tussen de basis en verschillende aspecten van de natuurkunde, zoals kwantumfysica, klassieke fysica, optica en kosmologie.

- Inhoudsopgave

1	Introductie .....	6
2	Uitleg .....	6
3	Verduidelijking.....	8
4	Vectorruimte .....	9
4.1	Onafhankelijke aanwijzingen.....	10
5	Getalsystemen .....	11
5.1	Reële getallen .....	11
5.2	Faseovergangen .....	11
5.3	Ruimtelijke getallen.....	13
5.4	Delingsringen.....	14
5.5	Verwarrende rekenregels.....	14
6	Geschiedenis.....	14
7	Verzamelingenleer.....	16
7.1	Verzamelingen in de ruimte .....	16
8	Coördinaten .....	17
9	Hilbertruimtes.....	18
9.1	Functieruimte .....	19
9.2	Kwantumlogica.....	19
9.3	Andere kenmerken van Hilbertruimten.....	20
9.3.1	Onderverdelen in Hilbertruimten .....	21
9.3.2	Onderverdelen in parameterruimte en doelruimte .....	21
9.3.3	Veranderingen met de tijd toevoegen .....	24

10	Potentialen en krachten .....	25
10.1	Invloedscentrum van actuatoren .....	25
10.2	Krachten .....	25
10.3	Actuatoren .....	27
11	Stochastische processen .....	28
11.1	Optische overdrachtsfunctie en modulatieoverdrachtfunctie ..	29
11.2	Fotonen .....	31
11.3	Licht .....	31
11.4	Refractie .....	31
11.5	Holografische beeldvorming .....	31
11.6	Elektronenoptiek .....	32
12	Sociale invloeden .....	33
13	Lopend onderzoek .....	35
14	Nieuw inzicht .....	36
15	Een systeem van Hilbertruimten .....	38
15.1	Een systeem van separabele Hilbertruimten .....	39
15.2	Een modelleringsplatform .....	41
15.2.1	Conglomeraten .....	43
15.2.2	Interactie met zwarte gaten .....	45
15.2.3	Hadronen .....	45
15.2.4	Atomen .....	46
15.2.5	Moleculen .....	48
15.2.6	Aarde .....	48
15.2.7	Deeltjes en velden .....	49
15.2.8	Modulaire systeemgemeenschappen .....	49

15.3	Een systeem van niet-separabele Hilbertruimten.....	50
16	Conclusies .....	51
17	Formules .....	57
17.1	Relativiteit en kromming .....	57
17.2	Fysieke eenheden .....	57
17.3	Vectorrekenkunde .....	57
17.3.1	Basisvectoren .....	59
17.4	Rekenkunde van reële getallen.....	60
17.5	Rekenkunde van ruimtelijke getallen.....	60
17.6	Gemengde rekenkunde .....	62
17.7	Rekenkunde van verandering .....	63
17.7.1	Differentiatie .....	63
17.7.2	Vergelijkingen van de omsluitingsbalans.....	76
17.8	Dirac's bra-ket procedure .....	80
17.8.1	Aftelbare getsystemen .....	81
17.8.2	Systemen met ontelbare getallen .....	88
17.8.3	Ruimtelijke verwachtingswaarde .....	89
17.9	Fourier transformatie .....	90
17.10	Onzekerheidsprincipe .....	93
17.11	Centrum van Invloed van actuatoren.....	93
17.12	Krachten.....	95
17.13	Vervormingpotentialen.....	97
17.13.1	Centrum van vervorming .....	97
17.14	Verdeling van de pulslocatiedichtheid .....	99
17.15	Rustmassa .....	101

17.16	Waarnemer .....	101
17.16.1	Lorentz transformatie .....	102
17.16.2	Minkowski metriek .....	104
17.16.3	Schwarzschild metriek .....	104
17.16.4	Waarnemingshorizon .....	105
17.16.5	Tijddilatatie en lengtecontractie .....	106
17.17	Traagheidsmassa .....	107
17.18	Traagheid .....	107
17.19	Impuls .....	111
17.19.1	Krachten .....	114
18	Postscript .....	115
18.1	De initiatiefnemer van het project .....	115
18.2	Betrouwbaarheid .....	115
18.3	De auteur .....	116
18.4	Vroege ontmoetingen .....	117
19	Verwijzingen .....	121

## 1 Introductie

Met enige arrogantie durf ik te zeggen dat het belangrijkste deel van de fundamenteën van de fysieke werkelijkheid nu blootgelegd is. Sommige mysteries blijven bestaan, maar deze kunnen duidelijk worden beschreven. Voor mij bestaan deze mysteries omdat mijn kennis van de wiskunde me niet toestaat om de oorsprong van deze mysteries te verklaren. Het is ook mogelijk dat deze wiskunde nog niet bestaat. De basis van de natuurkunde kan worden weergegeven in een enkele zin die de structuur en het gedrag van het waarneembare universum weerspiegelt. "Het universum dat zich manifesteert aan onderzoekers is één continue film van de mogelijke overdekking van de ruimte met versies van getalsystemen die behoren tot de associatieve delingsringen."

## 2 Uitleg

Deze korte beschrijving kan worden verklaard door de observatie dat mensen niet over dingen kunnen denken en communiceren zonder deze dingen te voorzien van identificatie in de vorm van een naam of wijzer en een korte compacte beschrijving. Het merkwaardige is dat de fysieke werkelijkheid zonder deze beperkingen kan functioneren. Toch blijkt de fysieke werkelijkheid zich ook te moeten houden aan strikte regels en bestaande structuren. De onderzoekers hebben deze regels en structuren voor een groot deel leren kennen en ze formuleren deze in wat ze wiskunde en natuurkunde noemen. Verschillende onderzoekers betwijfelen of mensen de rekenregels kunnen ontdekken die de fysieke werkelijkheid hanteert. Uw schrijver behoort niet tot deze groep.

Mijn arrogantie is gebaseerd op mijn overtuiging dat degenen met een opleiding op het niveau van een bachelor in exacte wetenschappen wiskunde of natuurkunde het argument dat hier wordt gegeven,

gemakkelijk moeten kunnen volgen en het naar wens moeten kunnen controleren. Met aanzienlijk minder voorkennis is een groot deel van het betoog goed te volgen. Ik heb mijn best gedaan om zoveel mogelijk details vrij toegankelijk te maken. Veel behandelde onderwerpen die toegankelijk zijn op het internet worden aangeduid door tussen haakjes opgenomen verwijzingen naar URL's. Omdat formules veel lezers afschrikken, zijn ze ondergebracht op aparte plaatsen. Dit geldt voor de rekenregels, de bra-ket procedure van Paul Dirac en belangrijke vergelijkingen. De formules zijn in een apart [hoofdstuk](#) opgenomen. De formules zijn eeder al elders gepubliceerd. [1]

### 3 Verduidelijking

Wanneer mensen hun onderzoek richten op de ruimte, realiseren ze zich al snel dat een lege ruimte het ultieme niets vertegenwoordigt. Er is niets in deze ruimte waarop men zich zou kunnen oriënteren. Er is geen centrum en er zijn geen grenzen. Het is niet moeilijk om zich voor te stellen dat de ruimte veel anonieme locaties zou kunnen bevatten. Voor mensen is het echter niet mogelijk om het gedrag van deze locaties te volgen zonder ze identificatie en een nauwkeurige beschrijving te geven. Locaties zijn puntvormige objecten die een positie in de ruimte kunnen innemen. Die positie verschilt per locatie. Identificatie kan worden bereikt door gebruik te maken van getsystemen. De waarden van de elementen van de getsystemen kunnen de positie van de locaties aangeven. Dit document introduceert een structuur die een systeem van Hilbertruimten herbergt die allemaal dezelfde onderliggende vectorruimte delen. Dat systeem plaatst getsystemen in een goed gedefinieerde onderlinge relatie.



## 4 Vectorruimte

Er is nog steeds geen mogelijkheid om naar de positie te wijzen. De aanwijzer kan bestaan uit een basislocatie en een aanwijslocatie die verbonden is door een richtingslijn. De aanwijzer heeft een lengte die kan worden gekenmerkt door een eenvoudig scalair getal.

Wetenschappers noemen de aanwijzer een vector en een ruimte waarin vectoren voorkomen een vectorruimte. De vector wordt volledig gekenmerkt door zijn richtingslijn en zijn lengte. De integriteit van de vector verandert niet wanneer deze parallel wordt verschoven. De parallelle verschuiving kan plaatsvinden op de richtingslijn, maar kan ook in een andere richting plaatsvinden. Richtingslijnen kunnen in de vectorruimte dus evenwijdig verschoven worden. Ze hebben geen begin en geen einde. Dit leidt direct tot de operatie waarmee twee vectoren kunnen worden opgeteld. Als het basispunt wordt verschoven van de ene vector naar het aanwijspunt van de andere vector, dan vormen de niet-overlappende punten een nieuwe vector die de somvector wordt genoemd. Als de richtingslijn anders is, kan de somvector een nieuwe richtingslijn gebruiken.

De twee mogelijkheden vormen een parallellogram waarin de somvectoren evenwijdig zijn en een gelijke lengte hebben.

Door de vector te vermenigvuldigen met een scalar, wordt de lengte vermenigvuldigd met deze scalar. Hierdoor ontstaat een nieuwe vector. Wanneer de scalar negatief is, veranderen het basispunt en het aanwijzerpunt van functie en krijgt de vector de tegenovergestelde richting. Tegelijkertijd kan de lengte ervan veranderen. Met deze eenvoudige rekenregels kunnen vectoren alle locaties in de vectorruimte aanwijzen. De sectie [Vectorrekenkunde](#) in het hoofdstuk [Formules](#) bevat de formules.

#### 4.1 Onafhankelijke aanwijzingen

Vectorberekening maakt een scalair product van twee vectoren mogelijk. Het scalaire product kan de onafhankelijkheid van de richtingslijnen van vectoren aantonen. Het scalaire product van onafhankelijke vectoren is gelijk aan nul. Op deze manier kunnen in de vectorruimte verschillende onderling onafhankelijke basisrichtingslijnen worden gedetecteerd. Omdat richtingslijnen parallel kunnen worden verschoven, kan de vectorruimte worden bedekt door een raster van richtingslijnen. Het raster kan een primitief coördinatenstelsel vormen.

## 5 Getsystemen

### 5.1 Reële getallen

Met de vectorrekenregels kunnen vectoren helpen om getsystemen te construeren. Bijvoorbeeld, een doorlopende optelling van een beginvector en vectoren gelijk aan de beginvector en gelegen op dezelfde richtingslijn levert een geordende reeks aangewezen locaties op die gezamenlijk de natuurlijke getallen vertegenwoordigen. Door de natuurlijke getallen als etiket te gebruiken, kunnen we verzamelingen van locaties tellen. Door locaties uit de verzameling te verwijderen, wordt de aftrekprocedure getoond en wordt de aftelprocedure weergegeven. We ontmoeten het getal nul op het basispunt van de oorspronkelijke beginvector en daarna volgen de negatieve gehele getallen. Door groepen vectoren meerdere keren op te tellen, wordt de procedure voor het vermenigvuldigen van getallen gecreëerd. Dat levert geen nieuwe gehele getallen op. De omkering van vermenigvuldiging wordt deling genoemd en levert breuken op. Dit kunnen nieuwe getallen zijn. De gehele getallen vormen samen met de breuken de rationale getallen.

### 5.2 Faseovergangen

Geleerden hebben aangetoond dat er evenveel rationale getallen zijn als natuurlijke getallen. Dit betekent dat alle rationale getallen met een natuurlijk getal kunnen worden gelabeld. Dit werkt alleen als beide getallensets een oneindig aantal elementen bevatten. De overgang van eindig veel elementen naar oneindig veel elementen impliceert een verandering in toestand van de verzameling. In de nieuwe fase vertoont de collectie ander gedrag. Het is niet mogelijk om deze faseovergang stap voor stap te realiseren. Ook gaat de weg terug niet stap voor stap. De termen fase- en faseovergang worden met betrekking tot getsystemen niet vaak gebruikt. Dit document gebruikt deze termen om de verandering in de status van het getsysteem aan te geven.

Het toevoegen of verwijderen van elementen verandert de status van de oneindige verzameling niet. De oneindige verzameling van goed geordende rationale getallen vult een groot deel van dezelfde richtingslijn. Elke locatie op deze lijn kan willekeurig dicht worden benaderd door een rationaal getal. Toch zijn er nog steeds veel locaties op deze lijn die niet kunnen worden aangeduid met rationale getallen. We noemen de getallen die deze plaatsen aangeven irrationale getallen. Samen vormen de verzameling rationale getallen en de verzameling irrationale getallen weer een verzameling die gezien kan worden als een andere fase. De faseovergang gebeurt opnieuw in één keer en kan niet stap voor stap worden bereikt. De nieuwe fase van de collectie is niet meer te tellen. In deze set eindigen alle convergerende reeksen van leden in een limiet die lid is van de set. De faseovergang voegt verschillende nieuwe rekenregels toe die de verandering van samenhangende delen van de verzameling beheren. Wiskundigen noemen deze extra rekenregels differentiaalrekening. Differentiaal calculus is nauw verwant aan de rekenregels van rationale getallen. De rekenregels kunnen zelfs mengen. Zonder versturende actuators, verandert er niets in de nieuwe fase. Als er iets verstoord is, dan heeft deze fase van de verzameling de neiging om de verstoring zo snel mogelijk op te heffen door de gevolgen van de verstoring in alle mogelijke richtingen weg te sturen totdat de gevolgen uiteindelijk in het oneindige verdwijnen. Zoals gezegd wordt dat verdwijngedebied nooit stap voor stap bereikt. Het resultaat is dat het met getallen bedekte gebied zich uitbreidt. De differentiaalrekening vertelt precies hoe dat gebeurt. Op de tot nu toe gekozen richtingslijn werkt de respons in één dimensie.

De tot nu toe behandelde rationale getallen, leveren wanneer ze met zichzelf worden vermenigvuldigd, een positief getal op dat zich op de richtingslijn van de natuurlijke getallen bevindt. We noemen de getallen

die zich op deze manier gedragen reële getallen. We gebruiken deze naam voor alle getallen op deze richtingslijn en dus voor alle fasen van de getallen die zich op deze richtingslijn bevinden. Vermenigvuldigen met zichzelf wordt kwadrateren genoemd. De sectie [Rekenkunde van de reële getallen](#) bevat de formules.

### 5.3 Ruimtelijke getallen

Er blijken ook systemen van getallen te zijn die, wanneer ze met zichzelf worden vermenigvuldigd, een negatief getal opleveren dat zich op de richtingslijn van de reële getallen bevindt. We noemen deze getallen ruimtelijke getallen. Vaak worden deze getallen imaginaire getallen genoemd. Deze naam wordt hier niet gebruikt omdat de kwalificatie imaginair ook totaal verschillende betekenissen heeft. De ruimtelijke getallen passen niet meer op de richtingslijn van de reële getallen. Ze bezetten een of drie dimensies. Want als ruimtelijke getallen buiten de eerste ruimtelijke dimensie vallen, zorgen de rekenregels van de ruimtelijke getallen ervoor dat naast de tweede ruimtelijke dimensie ook een derde ruimtelijke dimensie wordt gevuld met ruimtelijke getallen. Het resultaat van het product van twee ruimtelijke getallen bestaat uit een inwendig product dat een reëel getal levert en een uitwendig product dat nul is of een resultaat produceert in een richting die onafhankelijk is van de richtingslijnen van beide factoren. Het inwendige product is de reden voor het negatieve kwadraat. De rekenregels van de ruimtelijke getallen wijken dus af van de rekenregels van de reële getallen. De reactie op een verstoring van de derde fase van ruimtelijke getallen is spectaculairder in het driedimensionale ruimtelijke getalsysteem dan in het eendimensionale ruimtelijke getalsysteem. De sectie [Rekenkunde van ruimtelijke getallen](#) bevat de formules.

#### 5.4 Delingsringen

Niettemin kunnen reële getallen worden opgeteld bij ruimtelijke getallen, en ruimtelijke getallen kunnen worden vermenigvuldigd met reële getallen. Hierdoor ontstaan nieuwe getsystemen. De reële getallen vormen samen met de eendimensionale ruimtelijke getallen de tweedimensionale verzameling van wat complexe getallen worden genoemd. De reële getallen vormen samen met de driedimensionale ruimtelijke getallen de vierdimensionale verzameling van wat quaternionen worden genoemd. De sectie [Gemengde rekenkunde](#) van het hoofdstuk Formules bevat de bijbehorende formules.

#### 5.5 Verwarrende rekenregels

Twee vectoren kunnen samen een scalair product opleveren. Dat scalaire product is nul of positief en levert voor twee gelijke vectoren het kwadraat van de lengte van de vector. Deze lengte is de norm van de vector. Het bijna identieke effect van het inwendige product van ruimtelijke getallen heeft bij veel wiskundigen en natuurkundigen tot verwarring geleid, zodat ruimtelijke getallen soms werden aangezien voor vectoren. Dit gebeurde onder andere met de ontdekker van de quaternionen. Deze verwarring leidde tot een publiek schandaal dat ervoor zorgde dat de quaternionen na de jaren zestig van de vorige eeuw in de vergetelheid raakten. Zoals we zullen zien, had dit grote gevolgen voor zowel wiskunde als natuurkunde. [2]

### 6 Geschiedenis

Eenvoudige breuken werden al voor Christus door de Egyptenaren ontdekt. Cantor ontdekte de tweede en derde fase van reële getallen rond 1870. Cantor heeft de aanduidingen fase en faseovergang niet gebruikt. Hij en anderen richten hun aandacht op verschillende soorten oneindigheden van verzamelingen. Dit document behandelt slechts twee vormen van oneindigheid. Dit zijn de aftelbare oneindigheid van

de tweede fase van getallen en de ontelbare oneindigheid van de derde fase van getallen.

De complexe getallen werden al in 1545 ontdekt door Gerolamo Cardano. De quaternionen werden in 1854 ontdekt door Sir William Rowan Hamilton. Hij formuleerde zijn ontdekking aan de hand van de vier basisgetallen. Eén reëel basisgetal en drie ruimtelijke basisgetallen. Het uitwendige product verschijnt in de uitkomst van het product van de eerste twee ruimtelijke basisgetallen. Hamilton ontdekte deze formule tijdens een wandeling met zijn vrouw over een zandstenen brug in Dublin en uit vreugde krabde hij de formule in de muur van de brug. De regen wiste de inscriptie snel uit. Hamiltons leerlingen vereeuwigden de formule op de brug door middel van een bronzen gedenkplaat. [3]

## 7 Verzamelingenleer

### 7.1 Verzamelingen in de ruimte

Rond wisseling van de negentiendeinde twintigste eeuw voerde een groep wiskundigen en wiskundig fysici onder leiding van David Hilbert een intense discussie over de verzamelingenleer. [4] [5]

Deze discussie spitste zich vooral toe op de verschillende vormen van oneindigheid en aftelbaarheid. Ook aan de fases en faseovergangen van de collectie is veel aandacht besteed. Zo was er veel aandacht voor de continuümhypothese. [6]

De discussie negeerde de container van de set en besteedde ook geen aandacht aan het type objecten dat de verzameling vormde. Voor de fysieke werkelijkheid spelen deze keuzes een grote rol. Door ruimte als container en locaties als elementen van de set te kiezen, krijgen de getalsystemen die worden gebruikt om de locaties te identificeren extra eigenschappen waarmee zowel menselijke onderzoekers als de fysieke realiteit rekening moeten houden. Deze extra eigenschappen zijn de symmetrieën die de keuzevrijheid vertegenwoordigen die niet door de rekenregels wordt gedefinieerd. Als gevolg hiervan bestaan de getalsystemen in veel versies die zich onderscheiden door hun symmetrie. Zo kan de locatie van het geometrische middelpunt van het getallenstelsel in principe overal in de vectorruimte liggen. Ook kan de rangschikking van de getallen langs de richtinglijn in de ene of de tegenovergestelde richting gaan. De fysieke werkelijkheid moet zich houden aan de rekenregels en zal zoveel mogelijk symmetriekeuzes gebruiken. Een andere keuze van symmetrie levert een andere versie van het getallensysteem op. Het woord symmetrie heeft verschillende betekenissen. Dat komt ook in dit document voor.



## 8 Coördinaten

Er zijn drie associatieve delingsringen. [7]

Dit zijn de reële getallen, de complexe getallen en de quaternionen. Elk van deze getalsystemen bestaat in vele versies die verschillen in hun symmetrie. Het vastleggen van de symmetrie is mogelijk met coördinatenmarkers. Deze markeringen gebruiken de locatie die de waarde van het getal aangeeft. Een Cartesisch coördinatenstelsel registreert alle selectievrijheden van een versie van een getallensysteem. De registratie verwijdert de selectievrijheid en helpt bij het vaststellen van de versie van het getalsysteem. [8]

De geometrische symmetrie wordt gecreëerd door de beperkingen die door de vectorruimte worden opgelegd. Als getalsystemen zonder deze beperkingen worden ontworpen, worden geometrische symmetrieën niet aangetroffen.

## 9 Hilbertruimtes

David Hilbert ontdekte een uitbreiding van het concept van vectorruimte die door zijn assistent John von Neumann de naam Hilbertruimte kreeg. De Hilbertruimten hebben de verrassende eigenschap dat ze elementen van de versie van het getallensysteem dat door de Hilbertruimte wordt gebruikt, kunnen archiveren en vervolgens op een ordelijke manier kunnen ophalen. De Hilbertruimte wordt vaak omschreven als een vectorruimte die voorzien is van een inwendig product. Zoals eerder betoogd, heeft elke vectorruimte een scalair product en geen inwendig product. Bovendien is het moeilijk voor te stellen dat een vector die zichzelf via het scalaire product afbeeldt een complex getal of quaternion als eigenwaarde oplevert. In plaats daarvan heeft Paul Dirac een aanzienlijk betere procedure gevonden voor het omzetten van een vectorruimte in een Hilbertruimte. Deze procedure combineert covariante ketvectoren en contravariante bra vectoren. Dit zijn geen echte vectoren, maar zijn er nauw mee verwant. Een probleem is dat Dirac dit alleen aantoonde voor reële getallen en complexe getallen. Er was in die periode te weinig belangstelling voor quaternionische Hilbertruimtes. Met een kleine inspanning kan de procedure worden aangepast, zodat het ook voor quaternionen kan worden gebruikt. Hilbertruimten kunnen dus werken met elk van de associatieve delingsringen. Elke Hilbertruimte kiest een privé versie van een van deze getalsystemen. Zoals gezegd kan de Hilbertruimte collecties van elementen van deze versie archiveren en op een

ordelijke manier terugvinden. Dit geldt ook voor de gehele gekozen versie van dit getalsysteem. Er is een toegewijde operator die deze collectie beheert. Ik noem deze operator de **referentie operator**. Dit betekent dat elke Hilbertruimte een privé parameterruimte heeft. Dit is een aftelbare parameterruimte. Het betekent ook dat de Hilbertruimte wordt gekenmerkt door de symmetrie van de versie van het getallenstelsel. De eerste versie van het bra-ket proces werkt met aftelbare getalsystemen en levert Hilbertruimten op die een aftelbaar aantal onafhankelijke basisvectoren gebruiken en daarom separabel worden genoemd. In sectie [Dirac's bra-ket procedure](#) worden de formules behandeld.

#### 9.1 Functieruimte

De private parameterruimte verandert elke Hilbertruimte in een functieruimte. Via de functies definieert Dirac's bra-ket procedure nieuwe operatoren die de doelruimte van de bemonsterde functie als eigenruimte beheren.

#### 9.2 Kwantumlogica

Tot verbazing van veel wiskundigen lijkt de verzameling van de gesloten deelruimten van de Hilbertruimte een traliestructuur te hebben die iets afwijkt van de traliestructuur van de klassieke logica. Sommigen suggereerden dat deze afwijking de oorzaak zou kunnen zijn van de kwantumstructuur van de energie-uitwisseling die wordt waargenomen in kleine deeltjes en atomen. Daarom is aan dit nieuwe tralie de naam kwantumlogica toegekend. [9] Een gesloten deelruimte van een Hilbertruimte is opnieuw een Hilbertruimte. Een meer voor

de hand liggende verklaring wordt gegeven door de differentiaalrekening. Differentiaalrekening treedt pas in werking in de derde fase van getalsystemen. Functietheorie en differentiaalrekening beschrijven de derde fase van getalsystemen. De sectie [Rekenkunde van veranderingen](#) beschrijft de formules die de derde fase van getalsystemen regelen.

De aftelbare parameterruimte van de separabele Hilbertruimte betreft de eerste twee fasen van de getalsystemen, of het is niet meer aftelbaar en betreft de onaangeroerde derde fase. In dat geval is de Hilbertruimte niet meer separabel. De niet-separabele Hilbertruimte biedt operatoren met eigenruimten die niet aftelbaar zijn of meerdere fasen van het gekozen getalsysteem kunnen beheren. De niet-separabele Hilbertruimte maakt gebruik van een aangepaste versie van Paul Diracs bra-ket procedure waarin integralen van functies worden gebruikt in plaats van sommen van reeksen. Deze aangepaste versie geeft inzicht in de werking van onzekerheden en de verwachtingswaarde van een stochastisch gespreide getallenreeks.

### 9.3 Andere kenmerken van Hilbertruimten

Door te spelen met subspaces van de Hilbertruimte wordt verschillende speciale functionaliteit onthuld. Onderverdeling in deelruimten belet niet dat de inhoud van de deelruimte functioneel betrekking heeft op de inhoud van andere deelruimten.

### 9.3.1 Onderverdelen in Hilbertruimten

Elke gesloten deelruimte van een Hilbertruimte is een Hilbertruimte. De verzameling van gesloten deelruimten van een Hilbertruimte is tralie-isomorf met kwantumlogica.

De versie van het getalsysteem dat de persoonlijke parameter ruimte definieert, kan worden onderverdeeld in andere getalsystemen met een lager aantal dimensies. Voor elke richtingslijn in het ruimtelijke deel van een quaternionische getallenstelsel die het getal 0 kruist, bevat het quaternionische getallenstelsel bijvoorbeeld een complex getalsysteem. Het complexe getallensysteem bevat een reëel getalsysteem. De quaternionische Hilbertruimte bevat dus complex-getal-gebaseerde Hilbertruimten als deelruimten. Deze op complexe getallen gebaseerde Hilbertruimten bevatten op reële getallen gebaseerde Hilbertruimten als een deelruimte. Deze Hilbertruimten ondersteunen hun eigen functieruimte.

### 9.3.2 Onderverdelen in parameter ruimte en doelruimte

Bij het visualiseren van functies plaatsen mensen intuïtief de parameter ruimte en de doelruimte in gescheiden onafhankelijke ruimtedelen. Die gewoonte zullen we delen.

De parameters hebben betrekking op de doelwaarden. In niet-separabele Hilbertruimten werken functies meestal in de derde fase van het getalsysteem. Bemonsterde functies kunnen echter zowel in separabele als niet-separabele Hilbertruimten worden weergegeven.

De onderverdelingen vragen om extra dimensies. De vectorruimte beschikt over voldoende ruimte om deze extra dimensies te herbergen. We noemen de deelruimteruimte die de doelruimten van alle functies bevat de gemeenschappelijke doelruimte. In een separabele Hilbertruimte kan de gemeenschappelijke doelruimte worden

overspannen door een orthonormale verzameling basisvectoren die elk een doelwaarde van een of meer functies vertegenwoordigen.

#### *9.3.2.1 De relatie tussen parameterwaarde en doelwaarde behouden*

In de doelruimte kan de oorspronkelijke rangschikking van locaties in de parameter ruimte worden vernietigd. Dit zou gebeuren wanneer er oscillaties of rotaties bij betrokken zijn. Dit brengt de relatie tussen parameterwaarde en doelwaarde in gevaar. In het model wordt dit opgelost door andere Hilbertruimten of clusters van Hilbertruimten in de doelruimte in te sluiten. De inbedding plot het beeld van de Hilbertruimte of het cluster van Hilbertruimten in de doelruimte. De ingebedde Hilbertruimten of Hilbertruimteclusters zullen de oscillaties en rotaties implementeren. Het systeem van interagerende Hilbertruimten wordt behandeld in [Een systeem van Hilbertruimten](#). Door zwevende Hilbertruimten of clusters van Hilbertruimten in de doelruimte op te nemen, wordt de relatie tussen de parameter ruimte en de zwevende objecten verstoord. Bijgevolg bezitten deze objecten een andere tijdsvolgorde dan de elementaire zwevende Hilbertruimten. Die tijdsvolgorde is afhankelijk van de lokale zwaartekrachts potentiaal in het inbeddingsveld. Zie de presentaties van [Carlo Rovelli](#) over het begrip tijd en [tijddilatatie](#).

#### *9.3.2.2 Het Hilbert Boek model*

Het Hilbert Book Model past het reële deel van de parameter ruimte toe om de indicator voor de progressie van verandering te implementeren. Het past de gemeenschappelijke doelruimte toe om een verzameling doelruimten van statische functies te herbergen die elk behoren tot de waarden van de overeenkomstige progressie-indicator. We noemen de waarde van de progressie-indicator een tijdstempel. Dit introduceert het begrip tijd in het model. Deze configuratie fungeert als de

functionaliteit van een boek waarin elke pagina een moment van de geschiedenis van de gemeenschappelijke doelruimte vertegenwoordigt.

### *9.3.2.3 Het scheiden van de doelruimte in een spiegelsymmetrisch en een anti-spiegelsymmetrisch deel*

Langs richtingslijnen op elke pagina van de gemeenschappelijke doelruimte kunnen de spiegelsymmetrische functies worden weergegeven door superposities van cosinusfuncties. De anti-spiegelsymmetrische functies kunnen worden weergegeven door superposities van sinusfuncties.

In het geometrische centrum van de parameter ruimte hebben de cosinusfuncties een maximum. In het geometrische centrum van de parameter ruimte schakelen de sinusfuncties van negatief naar positief. De anti-spiegelsymmetrische doelruimten worden in een aparte deelruimte geplaatst. In de formules wordt dit aangegeven door de imaginaire factor  $i$ . In de Hilbertruimte vertegenwoordigt deze imaginaire factor een splitsing in een andere deelruimte.

Een cosinusfunctie kan worden gecombineerd met een sinusfunctie die dezelfde frequentie bezit tot een complexe exponentiële functie. De imaginaire factor  $i$  behoort tot de richting van de gekozen richtingslijn. De resulterende complexe exponentiële functie heeft de opmerkelijke eigenschap dat deze een relatie heeft met de partiële differentiale veranderingsoperator die tot de geselecteerde richtingslijn behoort. De details worden gepresenteerd in de sectie [Fouriertransformatie](#) in het formulehoofdstuk.

De sinus- en cosinusfuncties gebruiken ruimtelijke frequenties als hun parameters. Dit introduceert een frequentieparameter ruimte parallel aan de ruimtelijke positieparameter ruimte. In het rijk van de quaternionische Hilbertruimte beslaat de frequentieparameter ruimte drie dimensies. De frequentieparameter ruimte bedient spectrale

functies die de gemeenschappelijke doelruimte bevolken. We noemen deze representatie ook wel de **veranderingsruimte**.

#### 9.3.2.4 *De doelruimte opsplitsen in scalaire functiedoelen en ruimtelijke functiedoelen*

De opsplitsing in spiegelsymmetrische doelruimte en anti-spiegelsymmetrische doelruimte kan afzonderlijk worden gedaan voor de scalaire functiedoelen en de ruimtelijke functiedoelen.

#### 9.3.3 Veranderingen met de tijd toevoegen

Als ook de verandering met de tijd wordt opgenomen in de splitsing in spiegelsymmetrische en anti-spiegel-symmetrische afhankelijkheid, dan zal de frequentieparameterruimte vier dimensies beslaan.

Fourierreeksen laten zien dat de basisvectoren die de locatieparameterruimte opspannen allemaal superposities zijn van de basisvectoren van de frequentieparameterruimte waarbij alle coëfficiënten dezelfde amplitude bezitten. Dit geldt ook andersom voor de basis van de positieruimte en de basis van de veranderingsruimte.



## 10 Potentialen en krachten

In de natuurkunde is potentiële energie de energie die een object bezit vanwege zijn positie ten opzichte van andere objecten.

De potentiaal op een locatie is gelijk aan het werk (overgedragen energie) per eenheid actuatorinvloed die nodig zou zijn om een object naar die locatie vanaf een referentielocatie waar de waarde van de potentiaal gelijk is aan nul te verplaatsen.

We beschouwen de potentiaal op oneindig als nul. Dus als oneindig wordt geselecteerd als de referentielocatie, dan is de potentiaal op een beschouwde locatie gelijk aan het werk (overgedragen energie) per eenheid actuatorinvloed die nodig zou zijn om een object van oneindig naar die locatie te verplaatsen. De potentiaal op een locatie vertegenwoordigt de omgekeerde werking van de gecombineerde actuatorinvloeden die op die locatie werken.

### 10.1 Invloedscentrum van actuatoren

De invloed van vergelijkbare actuatoren kan superponeren. Dus, een geometrisch centrum van deze invloeden definieert de locatie van de virtuele locatie van een representant van de beschouwde groep actuatoren.

Deze virtuele representant heeft een potentiaal dat het potentiaal heeft van een puntvormige actuator van hetzelfde invloedstype. In het Hilbert Book Model bestaan statische actuele puntvormige actuatoren anders dan ladingen niet omdat het inbeddingsveld de neiging heeft om deze zo snel mogelijk te verwijderen. Statische virtuele puntvormige actuatoren kunnen echter wel worden gedefinieerd.

### 10.2 Krachten

De eerste-orde verandering bevat vijf termen, twee scalaire termen en drie ruimtelijke termen. In elk van deze subgroepen kunnen de termen elkaar compenseren. In de groep ruimtelijke termen kan de gradiënt

van het scalaire deel van het quaternionische veld de tijdsvariatie van het ruimtelijke deel van het quaternionische veld compenseren. Als de rotatie van het deel van het quaternionische veld kan worden verwaarloosd, kan de gradiënt van een lokale potentiaal een tijdsvariatie van een ruimtelijk veld veroorzaken dat de beweging van beïnvloede objecten beschrijft. Als dit massieve objecten zijn, dan zullen deze objecten worden versneld. Het resulterende ruimtelijke veld zal dus een krachtveld vertegenwoordigen.

### 10.3 Actuatoren

De actuatoren van sferische responsies die in dit document worden besproken, zijn in de tabel opgenomen.

Bedieningsleutel	Omschrijving	Beïnvloede objecten	Symbol	Symbol
			$\Theta$	$\theta$
Echt elektrisch lading	Elektrische ladingen die de bronnen of putten van elektrische velden zijn en potentialen in het elektrische veld veroorzaken. De beïnvloede objecten zijn andere elektrische ladingen. Deze ladingen situeren zich in de geometrische centra van zwevende Hilbertruimten.	Andere elektrische ladingen	$Q$	$q$
Virtueel elektrisch lading	Virtuele ladingen die een verzameling elektrische ladingen vertegenwoordigen	Andere elektrische ladingen	$Q$	$q$
Isotrope puls	Isotrope pulsen die inbedding vormen van huppelladingen van de toestandsvector van zwevende Hilbertruimten in het dynamische universumveld. Deze pulsreacties veroorzaken sferische pulsreacties in de vorm van sferische schokfronten.	Andere massieve objecten	$M$	$m$
Zwevende Hilbertruimte	Virtuele massa die een verzameling isotrope pulsen vertegenwoordigt die worden gegenereerd door een zwevende Hilbertruimte.	Andere massieve objecten	$M$	$m$
Virtuele massa	Virtuele massas die een verzameling van zwevende Hilbertruimtes vertegenwoordigen.	Andere massieve objecten	$M$	$m$

Elektrische velden en zwaartekrachtsvelden verschillen fundamenteel in hun begin- en grensomstandigheden.

Elektrische ladingen kunnen elkaar aantrekken of afstoten.

Massa's zullen elkaar altijd aantrekken.

Sferische pulsreacties in de vorm van sferische schokfronten zijn donkere materie objecten.

## 11 Stochastische processen

De karakteristieke functie van een stochastisch proces dat zich in de veranderingsruimte bevindt, kan de verspreiding van de locatiedichtheidsverdeling van de geproduceerde locatiezwerms regelen die zich in de positieruimte bevindt.

Het stochastische proces bestaat uit een Poissonproces dat de verdeling regelt in de op reële getallen gebaseerde progressieruimte die een deelruimte is van de quaternionische Hilbertruimte en een binomiaal proces dat de verdeling in de positieruimte reguleert. Deze verdeling wordt beschreven door een locatiedichtheidsverdeling.

De productie van het stochastische proces wordt gearchiveerd in de eigenruimte van een speciale voetafdrukoperator die na het opnieuw ordenen van de tijdstempels zijn eigenwaarden opslaat in quaternionische opslagplaatsen die bestaan uit een met een reëel getal weergegeven tijdstempel en een driedimensionale ruimtelijke getalwaarde die een huppelandingslocatie vertegenwoordigt. Na het ordenen van de tijdstempels in equidistante stappen, vertegenwoordigen de huppelandingslocaties een huppelpad van een puntvormig object. Het huppelpad regeneert regelmatig een coherente huppelandingslocatie zwerm. De locatiedichtheidsverdeling beschrijft deze zwerm.

Als deze locatiedichtheidsverdeling een Gaussische verdeling is, bepaalt de Fouriertransformatie precies de locatiedichtheidsverdeling van de zwerm. De Fouriertransformatie is weer een Gaussische verdeling, maar heeft andere kenmerken.

Het beschreven stochastische proces kan de actuatoren leveren die de pulsreacties genereren die het dynamische universumveld kunnen vervormen. Op de een of andere manier moet een doorlopend inbeddingsproces de eigenruimte van de voetafdruk-operator toewijzen aan het inbeddingsveld. Zoals eerder betoogd, komt de eigenruimte van de voetafdrukoperator overeen met een dynamische voetafdrukvector die een locatiedichtheidsfunctie en een waarschijnlijkheidsamplitude definieert. De voetafdrukvector bevindt zich in de onderliggende vectorruimte en heeft een representatie in de Hilbertruimte via de voetafdrukoperator. De voetafdrukvector fungeert als de toestandsvector van de separabele Hilbertruimte en de waarschijnlijkheidsamplitude komt overeen met wat natuurkundigen de golf functie van het vertegenwoordigde bewegende deeltje noemen.

### 11.1 Optische overdrachtsfunctie en modulatieoverdrachtfunctie

De stochastische processen die een karakteristieke functie bezitten die hier wordt beschreven, worden algemeen gebruikt bij de kwalificatie van beeldvormingskwaliteit via de optische overdrachtsfunctie van een beeldvormingsproces of beeldvormingsapparatuur. De Optical Transfer Function (OTF) is de Fouriertransformatie van de Point Spread Function (PSF). Voor ruimtelijke locaties fungeert de PSF als een locatiedichtheidsverdeling. De modulus van de Optical Transfer Function is een symmetrische functie en wordt de Modulation Transfer Function (MTF) genoemd. De verticale as van de MTF toont de energieverdeling van het ruimtelijke spectrum. In het geval van licht is

het de chromatische verdeling van de PSF. Een centrale piek in de vorm van een snelle afname van de MTF bij lage ruimtelijke frequenties duidt op het bestaan van een verhullende verblinding of halo. Het is energie die minder gecorreleerd is met locatie.

De lijnspreidingsfunctie (LSF) is gelijk aan de integraal over de puntspreidingsfunctie in de richting van de lijn. De Fouriertransformatie van de line spread-functie is gelijk aan de snede door het midden van de optische overdrachtsfunctie. De snede wordt loodrecht op de lijnrichting genomen. De LSF kan een functie zijn van de richting van de lijn. In dat geval heeft de PSF een niet-isotrope hoekverdeling. De Fouriertransformatie van de convolutie van twee functies is gelijk aan het product van de Fouriertransformaties van de functies. Het resultaat van de Fouriertransformatie komt overeen met de convolutie van de OTF met de Fouriertransformatie van de bladscherpe puls die overeenkomt met de Fouriertransformatie van de integraal langs de lijn.

Als de PSF wordt gegenereerd in een dynamisch doorlopend proces, dan zal er ook een faseverdeling plaatsvinden. De Optical Transfer-functie combineert de Modulation Transfer-functie en de Phase Transfer-functie. De Phase Transfer Function (PTF) is het argument van de Optical Transfer Function.

Een systeem van Hilbertruimten die dezelfde onderliggende vectorruimte delen, kan de taak van het beeldvormingsplatform uitvoeren. In dit systeem wordt het beeldvormingsproces het inbeddingsproces genoemd. Deze uitleg zegt nog steeds niets over de essentie van het noodzakelijke onderliggende stochastische selectieproces. Dat blijft een raadsel.

Het concept van de Optical Transfer Function is ook zinvol voor tijdsafhankelijkheid. Voor tijdsafhankelijkheid wordt de tool

Fourieranalyse genoemd. Samen voeren de twee gereedschappen een vierdimensionale spectrale analyse uit.

#### 11.2 Fotonen

Fotonen zijn geen elektromagnetische golven. In plaats daarvan bestaan fotonen uit ketens van equidistante eendimensionale schokfrontendie langs een geodeet bewegen. De eendimensionale schokfrontenzijn **donkere energieobjecten**. Zie het gedeelte over [differentiatie](#).

#### 11.3 Licht

Licht is een verdeling van fotonen. Een lichtbundel kan een hoekverdeling, een chromatische verdeling en een faseverdeling hebben. Een homogene lichtbundel bevat een enkele frequentie en meestal een smalle hoekverdeling.

#### 11.4 Refractie

Breking vindt plaats aan de randen van transparante media waarin informatieoverdracht met constante snelheid plaatsvindt. De informatieoverdracht kan plaatsvinden via ketens van absorptie- en emissiecycli. In de vrije ruimte bestaan er geen objecten die fotonen absorberen of uitzenden, maar fotonen kunnen langs geodeten door de vrije ruimte reizen [10].

Refractie maakt de constructie van lenzen, vezelplaten, optische vezels, prisma's en spiegels mogelijk.

Breking wordt gedekt door een apart deel van de optica. [11]

#### 11.5 Holografische beeldvorming

Transparante optische lenzen en kleine openingen kunnen als Fouriertransformatoren fungeren. Ze converteren verdelingen van fotonen in positieruimte in in verdelingen in frequentieruimte. Deze verdelingen worden hologrammen genoemd. [12] Hologrammen kunnen in foto's worden vastgelegd. Ook kunnen metalen spiegels

bedrukt met fasepatronen hologrammen genereren wanneer een coherente lichtstraal wordt gereflecteerd door de bedrukte spiegel.

.

#### 11.6 Elektronenoptiek

Elektronenoptiek betreft de beeldvorming van geladen deeltjes door kunstmatig geconstrueerde elektrische of magnetische velden, of door elektromagnetische velden [13][14]. Bouwelementen zijn metalen elektroden die op een bepaalde spanning worden gezet of spoelen die elektrische stromen dragen.

Radiotransmissie is een speciaal soort elektronenoptiek.



## 12 Sociale invloeden

De veelbelovende discussie over verzamelingenleer en getalsystemen werd verstoord door de opkomst van het nationaal-socialisme in Hitlers nazi-Duitsland. Belangrijke deelnemers aan de discussie werden bedreigd of moesten vluchten naar veiliger oorden. Velen van hen vluchtten naar de Verenigde Staten van Amerika en waren moreel verplicht mee te werken in de strijd tegen het nazisme door deel te nemen aan de ontwikkeling van nieuwe wapensystemen, zoals de atoombom. Hun aandacht was niet langer gericht op verzamelingen en getalsystemen. Dit effect werd verergerd door het succes van de complexe functionele analyse waarmee singulariteiten kunnen worden behandeld. [15]

Joshua Willard Gibbs en Oliver Heaviside leidden de fysici in de richting van vectoranalyse. [16]

Hierdoor groeide de aandacht voor de meetkundige differentiaaltheorie. [17]

Op deze manier werd gedacht dat de ruimtelijke functies voldoende zouden zijn om fysische verschijnselen te verklaren. Deze keuze gaat echter voorbij aan de relatie met de reële functies, die duidelijker wordt geregeld in de quaternionische functietheorie. Veel natuurkundigen begrepen niet langer de reden waarom Hilbertruimten onder hun aandacht werden gebracht. De complexe Hilbertruimten werden een speeltje van de wiskundigen die allerlei exorbitante complexe Hilbertruimten ontwikkelden.



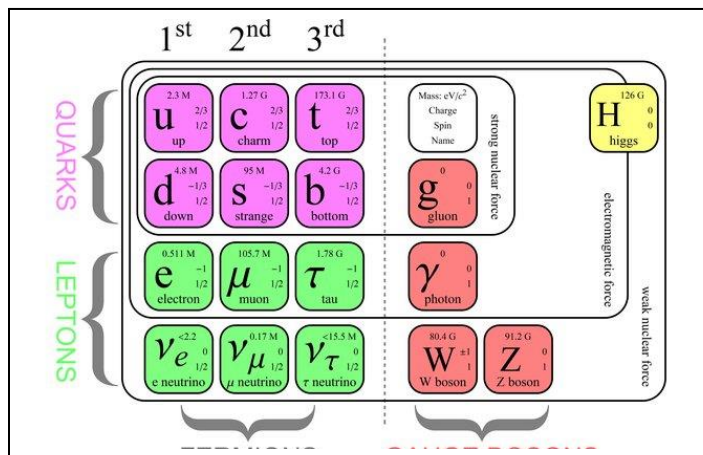
### 13 Lopend onderzoek

Op CERN in Genève, voldoende ver van de nazi-invloedssfeer, ging een kleine groep verder met kwantumlogica en Hilbertruimten. Het bestuderen van het boek "Foundations of quantum mechanics", geschreven door Josef M. Jauch, leidde mijn aandacht naar quaternionische Hilbert-ruimtes. [18]

Door te weinig resultaten kwijnde het onderzoek van de groep weg en raakte in de jaren zestig uit zicht van de wetenschap.

## 14 Nieuw inzicht

Nu zetten we een gigantische stap. Deze stap betreft een significant verschil in begrip tussen mij en de reguliere theoretische natuurkunde. Het verschil wordt ingegeven door de merkwaardige korte lijst met eigenschappen van de elektrische ladingen van de eerste generatie elementaire fermionen. Deze lijst omvat ladingen met waarden  $-1$ ,  $-2/3$ ,  $-1/3$ ,  $0$ ,  $+1/3$ ,  $+2/3$  en  $+1$ . Deze lijst is opgenomen als onderdeel van het standaardmodel van de experimentele deeltjesfysici die hun belangrijkste waarnemingen in dat standaardmodel hebben samengevat. [19]



Vermenigvuldigen met 3 verandert de lijst in een lijst met gehele getallen  $-3$ ,  $-2$ ,  $-1$ ,  $0$ ,  $+1$ ,  $+2$  en  $+3$ . Dit is de lijst van verschillen tussen een referentiesymmetrie en andere symmetrieën van versies van quaternionische getalsystemen wanneer de coördinatenassen onderling evenwijdig gehouden worden.

We beperken ons gebruik van het standaardmodel tot een subset en sluiten de bosonen en de gluonen uit. We sluiten ook

theoretische theorieën uit zoals Quantum Field Theory, Quantum Electro Dynamics en Quantum Chromo Dynamics die in het standaardmodel zijn ingevoegd door opportunistische theoretische fysici die de experimentele resultaten hebben bedorven met hun niet-zo-goed onderbouwde theoretische ideeën. Deze theorieën zijn gebaseerd op het minimale werkingsprincipe waaruit een Lagrangian is afgeleid. Deze concepten spelen in de derde fase van getalsystemen. De rekenregels en beperkingen van de derde fase worden in de eerste en tweede fase vastgesteld. Daarom kunnen deze theorieën het bestaan van elektrische ladingen en het bestaan van verschillende soorten fermionen niet verklaren. Deze theorieën hebben geen goede verklaring voor het bestaan van de golffunctie en hun verklaring voor het bestaan van conglomeraten is twijfelachtig.

De gelijkenis met de symmetrieën van versies van getalsystemen stimuleerde mij. Het is niet de gelijkenis met de symmetrieën zelf die de reden geeft, maar in plaats daarvan bepalen de verschillen tussen de symmetrieën van de versies van de getalsystemen die zweven met hun separabele Hilbertruimte en de symmetrie van een versie van het getalsysteem dat fungeert als een achtergrondplatform de situatie. Dit is wat er gebeurt in een systeem van separabele Hilbertruimten die allemaal dezelfde onderliggende vectorruimte toepassen.

## 15 Een systeem van Hilbertruimten

De auteur noemt het systeem van Hilbertruimten de Hilbert-opslagplaats omdat het alle gegevens van een multiversum opslaat. Er bestaan twee soorten systemen van Hilbertruimten. Beide systemen bevatten een lid dat fungeert als achtergrondplatform.

Het eerste type is een systeem van separabele Hilbertruimten. Het achtergrondplatform bezit een begeleidende niet-separabele Hilbert-ruimte die zijn separabele metgezel inbedt. Deze metgezel archiveert een dynamisch universumveld. De drijvende separabele leden van het systeem kunnen een elektrische lading herbergen die zich in hun geometrische centrum bevindt. Een donker gat herbergt de aftelbare parameter ruimte van de separabele Hilbertruimte die fungeert als het achtergrondplatform.

Het tweede type is een systeem van niet-separabele Hilbertruimten. Het achtergrondplatform is een niet-separabele Hilbertruimte, die een dynamisch multiversumveld archiveert. De parameter ruimte van het achtergrondplatform is een continuüm en bevindt zich daarom niet in een zwart gat. De zwevende leden van het systeem zijn de achtergrondplatforms van systemen van separabele Hilbertruimten die een begeleidende niet-separabele Hilbertruimte bezitten die zijn separabele partner inbedt. De parameter ruimte van het separabele deel van het achtergrondplatform bevindt zich in een zwart gat.

Deze configuratie vertegenwoordigt een dynamisch multiversum dat een deel van de onderliggende vectorruimte verdeelt in een reeks compartimenten, die elk een dynamisch universum ondersteunen.

#### 15.1 Een systeem van separabele Hilbertruimten

We beperken ons tot Hilbertruimten die allemaal zijn afgeleid van dezelfde vectorruimte. We kiezen vier wederzijds onafhankelijke richtingen in de onderliggende vectorruimte. De assen van het cartesische coördinatenstelsel van het getallenstelsel moeten evenwijdig zijn aan een van de gekozen richtingslijnen. Deze keuze laat dus slechts een klein aantal verschillende symmetrietypen over. De precieze reden waarom deze beperking wordt gehandhaafd, is niet duidelijk. Het is echter duidelijk dat de beperking het gemakkelijker maakt om symmetrieën en geometrische symmetrieverschillen te vergelijken.

Om de gevolgen van de beperking te begrijpen, plaatsen we de symmetrieën van de resterende versies van de quaternionic-getsysteem in een tabel waarvan we de lijnen rangschikken met binaire geschreven hexadecimale ranggetallen. We kiezen een van de zestien resterende versies als referentieplatform en plaatsen deze versie vooraan in de rij. In de tabel staande fermionen worden bij naam genoemd.

Nr	R	G	B	reëel	Vershil	lading	type	Rgb
0	0	0	0	0	0	0	achtergrond	
1	1	0	0	0	1	-1/3	Down	R
2	0	1	0	0	1	-1/3	Down	G
3	1	1	0	0	2	-2/3	anti-up	B
4	0	0	1	0	1	-1/3	Down	B
5	1	0	1	0	2	-2/3	anti-up	G
6	0	1	1	0	2	-2/3	anti-up	R
7	1	1	1	0	3	-3/3	elektron	
8	0	0	0	1	0	0	neutrino	
9	1	0	0	1	-1	1/3	anti-down	B
A	0	1	0	1	-1	1/3	anti-down	G
B	1	1	0	1	-2	2/3	up	R
C	0	0	1	1	-1	1/3	anti-down	R
D	1	0	1	1	-2	2/3	up	G
E	0	1	1	1	-2	2/3	up	B
F	1	1	1	1	-3	3/3	positron	
	B	G	R					

U zult merken dat het anti-attribuut een conflict oproept tussen symmetrieën en de elektrische ladingen van het standaardmodel. De reden kan zijn dat het anti-attribuut niet meetbaar is.

Al deze Hilbertruimten zijn separabel en maken gebruik van getsystemen die tot de eerste of tweede fase behoren.



Het resulterende systeem van Hilbertruimten bevat een Hilbertruimte die als achtergrondplatform kan dienen. We gaan ervan uit dat de referentieversie fungeert als achtergrondplatform.

Het achtergrondplatform moet een oneindig aantal deelruimten hebben. Dit betekent dat de door deze Hilbertruimte gekozen versie van het getallenstelsel een oneindig aantal elementen heeft.

### 15.2 Een modelleringsplatform

Een systeem van Hilbertruimten die allemaal dezelfde onderliggende vectorruimte delen, kan fungeren als een modelleringsplatform dat niet alleen dynamische velden ondersteunt die quaternionische differentiaalvergelijkingen gehoorzamen. Het model kan in principe alle verschijnselen vastleggen die in een dynamisch universum bestaan.

Het systeem van separabele Hilbertruimten past de gestructureerde opslagcapaciteit toe van de Hilbertruimten die lid zijn van het systeem. De eis dat alle lid-Hilbertruimten dezelfde onderliggende vectorruimte moeten delen, beperkt de typen Hilbertruimten die lid kunnen zijn van het systeem van separabele Hilbertruimten. In de sectie [Rekenkunde van verandering](#) hebben we de definitie van partiële verandering langs de richtingen van het Cartesische coördinatenstelsel al beperkt. Het lijkt erop dat de coördinatenstelsels die het symmetrietype van de leden van het systeem van separabele Hilbertruimten bepalen, de cartesische coördinaatassen parallel moeten hebben. Mogelijk is dit te wijten aan het bestaan van het primitieve coördinatenstelsel in de onderliggende parameter ruimte. De beperking maakt het mogelijk om verschillen in symmetrie te bepalen. Alleen de volgorde langs de as kan vrij omhoog of omlaag worden geselecteerd. Het betekent ook dat partiële verandering een systeembrede betekenis heeft. Dit betekent ook dat slechts een kleine set symmetrietypen wordt getolereerd. Een van de Hilbertruimten zal fungeren als het achtergrondplatform en zijn

symmetrie zal fungeren als de achtergrondsymmetrie. De natuurlijke parameterruimte zal fungeren als de achtergrondparameterruimte van het systeem. Alle andere leden van het systeem zweven met het geometrische middelpunt van hun parameterruimte over de achtergrondparameterruimte. Dit genereert al een dynamisch systeem. De symmetriever verschillen genereren symmetrie-gerelateerde bronnen of putten die zich in het geometrische centrum van de natuurlijke parameterruimte van de overeenkomstige zwevende Hilbertruimte bevinden. De bronnen en putten komen overeen met symmetrie-gerelateerde ladingen die symmetrie-gerelateerde velden genereren. In de natuurkunde zijn deze symmetrie-gerelateerde ladingen elektrische ladingen

Niet de symmetrieën van de zwevende Hilbertruimten zijn belangrijk. In plaats daarvan zijn de verschillen tussen de symmetrie van het zwevende lid en de achtergrondsymmetrie belangrijk voor het vaststellen van het type van de lid-Hilbertruimte. De tellingen van de verschillen in symmetrie beperken zich tot de shortlist -3, -2, -1, 0, +1, +2, +3.

Het bestaan van symmetrieën en symmetriever verschillen kan worden begrepen. Het bestaan van overeenkomstige symmetrie-gerelateerde ladingen is contra-intuïtief. De realisatie van deze ladingen als bronnen of putten van symmetrie-gerelateerde velden is nog nooit uitgelegd.

Alle zwevende Hilbertruimten zijn separabel. De achtergrond Hilbertruimte is een oneindig-dimensionale separabele Hilbertruimte. Het bezit een niet-separabele metgezel Hilbert-ruimte die zijn separabele partner inbedt.

Het systeem van separabele Hilbertruimten ondersteunt de containers met voetafdrukken die in de quaternionische velden kunnen worden afgebeeld. De vectoren die de voetafdrukvectoren vertegenwoordigen,

zijn afkomstig uit het onderliggende vectorveld. Ze fungeren als toestandsvectoren voor de Hilbertruimten die fungeren als containers voor de voetafdrukken. De toestandsvector vertegenwoordigt de vector uit de onderliggende vectorruimte die zich richt op het geometrische centrum van de zwevende Hilbertruimte. Dit maakt de afbeeldingen van deze toestandsvectoren en de bijbehorende voetafdruk in het dynamische universumveld mogelijk. De toestandsvector vertegenwoordigt een vector uit de onderliggende vectorruimte die probeert de positie van het geometrische centrum van het zwevende platform in de parameter ruimte van het achtergrondplatform te lokaliseren. Toestandsvectoren zijn speciale voetafdrukvectoren. Samen installeert deze verbindende locator een doorlopend inbeddingsproces dat fungeert als een beeldvormingsproces van het geometrische centrum van het zwevende platform op de achtergrondparameter ruimte. De eigenruimte van een speciale operator brengt dit beeld in kaart in het dynamische veld dat het universum vertegenwoordigt.

Op deze manier worden een enorme hoeveelheid doorlopende huppelpaden afgebeeld op het inbeddingsveld. Natuurkundigen noemen dit dynamische veld het universum. Op de drijvende platforms zijn de huppelpaden gesloten. De beweging van de drijvende platforms breekt de sluiting van de beelden van de huppelpaden.

#### 15.2.1 Conglomeraten

Elementaire fermionen lijken zich te gedragen als elementaire modules. De conglomeraten van deze elementaire modules bevolken het dynamische veld dat we ons universum noemen. Alle massieve objecten, behalve zwarte gaten, zijn conglomeraten van elementaire fermionen. Alle conglomeraten van elementaire fermionen bezitten massa. Dit betekent dat

het universum wordt bedekt door modulaire systemen die massa bevatten.

Een privé stochastisch proces bepaalt het volledige lokale levensverhaal van elk elementair fermion. Dat stochastische proces wordt gecontroleerd in de veranderruimte van zijn privé Hilbertruimte. Het private stochastische proces produceert een doorlopend huppelpad en komt overeen met een voetafdrukvector die bestaat uit een dynamisch veranderende superpositie van de eigenvectoren van de referentieoperator. Dit wordt uitgelegd in het gedeelte van het formulehoofdstuk dat de [rekenkunde van verandering](#) behandelt. Elk zwevend platform van het systeem van separabele Hilbertruimten bezit één enkele privé voetafdrukvector. De voetafdrukvector fungeert als de toestandsvector van het elementaire fermion en de waarschijnlijkheidsamplitude komt overeen met wat natuurkundigen de golf functie van het deeltje noemen.

Dit nodigt uit tot het idee dat conglomeraten van elementaire fermionen worden gedefinieerd door stochastische processen waarvan de karakteristieke functies worden gedefinieerd in de veranderingsruimte van het achtergrondplatform. In deze veranderingsruimte is de karakteristieke functie van een stochastisch proces dat een conglomeraat definieert een superpositie van de karakteristieke functies van de componenten van het conglomeraat. De dynamische superpositiecoëfficiënten fungeren als verplaatsingsgeneratoren. Dit betekent dat deze

verplaatsingsgeneratoren de interne oscillaties van de componenten binnen de conglomeraten definiëren. Het geldt misschien niet voor conglomeraten van hogere orde, maar het geldt voor conglomeraten van lagere orde.

Omdat in de veranderruimte de positie niet is gedefinieerd, beperkt het feit dat een component tot een conglomeraat behoort de afstand tussen de componenten niet. Deze manier om het lidmaatschap van een conglomeraat te definiëren, introduceert verstrengeling. Onafhankelijk van hun onderlinge afstand moeten componenten van een conglomeraat zich nog steeds houden aan het uitsluitingsprincipe van Pauli.

#### 15.2.2 Interactie met zwarte gaten

Veldexcitatie kunnen zwarte gaten niet binnendringen of verlaten, maar de Hilbertruimten die elementaire fermionen vertegenwoordigen, kunnen boven het afgesloten gebied van het zwarte gat zweven. Een deel van de voetafdruk van het elementaire deeltje kan dus worden afgebeeld in het gebied van het zwarte gat. De massa van het zwarte gat trekt nabijgelegen elementaire fermionen aan. Samen met het effect van zweven kan dit de groei van zwarte gaten en de samensmelting van elkaar naderende zwarte gaten mogelijk maken. Het kan ook de verklaring van de samensmelting van een zwart gat en een dichte ster suggereren.

#### 15.2.3 Hadronen

Hadronen kunnen mesonen of baryonen zijn. Het zijn conglomeraten van quarks. Quarks kunnen alleen binden via

oscillaties en via de aantrekkingskracht die wordt opgewekt door hun elektrische ladingen. Omdat de symmetrie van quarks niet op een isotrope manier verschilt van de achtergrondsymmetrie, vervormt de voetafdruk van quarks het inbeddingsveld niet. Massa helpt dus niet om de quarks te binden totdat ze een isotroop symmetrieververschil bereiken. Dit fenomeen wordt kleuropsluiting genoemd. Hadronen hebben massa. Deze conglomeraten zijn dus voldoende isotroop om het inbeddingsveld te vervormen. Eenmaal geconfigureerd, is de wederzijdse binding van baryonen erg sterk. De kernen van atomen worden gevormd door baryonen.

#### 15.2.4 Atomen

Samengegepakte modules zijn samengestelde modules waarvoor de afbeeldingen van de geometrische centra van de platforms van de componenten in het achtergrondplatform samenvallen. De ladingen van de platforms van de elementaire modules bepalen de primaire binding van de overeenkomstige platforms. Natuurkundigen en chemici noemen deze samengestelde modules atomen of atomaire ionen.

In vrije samengepakte modules nemen de door geometrische symmetrie-gerelateerde ladingen niet deel aan interne oscillaties. De doelen van de private stochastische processen van de elementaire modules oscilleren. Dit betekent dat het huppelpad van de elementaire module zich om het oscillatiepad vouwt en de huppelandingslocatiezwerm langs het oscillatiepad wordt uitgesmeerd. Het oscillatiepad is een oplossing van de

Helmholtz-vergelijking. Elke fermion moet een andere oscillatiemodus gebruiken. Dit uit zich in het Pauli uitsluitingsprincipe. Een verandering in de oscillatiemodus gaat samen met de emissie of absorptie van een foton. Zoals eerder gesuggereerd, omvat de emissie of absorptie van een foton een omschakeling van de quaternionische Hilbertruimte naar een deelruimte die wordt weergegeven door een op complexe getallen gebaseerde Hilbertruimte. De duur van de tijdelijke omschakeling duurt een volledige deeltjesregeneratiecyclus. Tijdens die cyclus produceert het stochastische mechanisme geen zwerm huppelandingslocaties die pulsen produceren, welke sferische schokfrontens genereren, maar in plaats daarvan produceert het een eendimensionale reeks equidistante pulsreacties die eendimensionale schokfronten veroorzaken. Het emissiecentrum valt samen met het geometrische centrum van de samengestelde module. Dit zorgt ervoor dat het uitgezonden foton zijn integriteit niet verliest. Alle fotonen zullen dezelfde emissieduur delen, en die duur zal samenvallen met de regeneratiecyclus van de zwerm van de huppelandingslocatie. Dit is de reden dat fotonen gehoorzamen aan de Planck-Einstein relatie  $E = h\nu$ . Absorptie is niet zo gemakkelijk te interpreteren. Het kan alleen worden begrepen als een in de tijd-omgekeerde emissiehandeling. Anders zou de absorptie een ongelooflijke richtnauwkeurigheid voor het foton vereisen. Het aantal eendimensionale pulsreacties in het snoer van equidistante energiepakketten komt overeen met de stap in de energie van de Helmholtz-oscillatie.

Het type stochastisch proces dat de binding van componenten regelt, lijkt verantwoordelijk te zijn voor de absorptie en emissie van fotonen en de verandering van oscillatiemodi. Als fotonen met te weinig energie aankomen, wordt de energie besteed aan de kinetische energie van het gemeenschappelijke platform. Als fotonen aankomen met te hoge energie, wordt de energie verdeeld over de beschikbare oscillatiemodi en wordt de rest besteed aan de kinetische energie van het gemeenschappelijke platform, of het ontsnapt in de vorm van donkere energie objecten in de vrije ruimte. Het proces moet op de een of andere manier de modi van de componenten archiveren. Het kan daarvoor het private platform van de componenten toepassen. Hoogstwaarschijnlijk wordt de huidige waarde van de dynamische superpositiecoëfficiënt opgeslagen in de eigenruimte van een speciale superpositieoperator.

#### 15.2.5 Moleculen

Moleculen zijn conglomeraten van samengestelde modules die elk hun eigen geometrische centrum behouden.

Elektronenoscillaties worden echter gedeeld tussen de samengestelde modules. Samen met de geometrische symmetrie-gerelateerde ladingen bindt dit de samengestelde modules in het molecuul.

#### 15.2.6 Aarde

Op aarde kunnen conglomeraten van moleculen levende soorten vormen. Levende soorten archiveren essentiële eigenschappen in RNA- en DNA-moleculen.



### 15.2.7 Deeltjes en velden

De zwevende elementen van het systeem kunnen als deeltjes geïnterpreteerd worden. Het achtergrondplatform kan daarentegen niet worden geïnterpreteerd als een deeltje. Toch zijn alle elementen van het systeem van Hilbert-ruimtes platforms die vergelijkbare mogelijkheden en eigenschappen vertonen. Alle drijvende platforms werken als symmetrie-gerelateerde velden en deze velden komen overeen met symmetrie-gerelateerde ladingen. Het achtergrondplatform toont geen symmetrie-gerelateerd veld of een symmetrie-gerelateerde lading. In plaats daarvan fungeert het als een universumbreed inbeddingsveld dat kan worden vervormd door de aanwezigheid van zwevende leden. De reguliere natuurkunde beschouwt het Higgs-deeltje als verantwoordelijk voor de mogelijkheden die dit document aan het achtergrondplatform toewijst. In dit document implementeert het achtergrondplatform inclusief zijn niet-separabele metgezel de oorsprong van de zwaartekrachtpotentiaal via de werking van sferische schokfrontendie worden gegenereerd door actuatoren die isotrope pulsen veroorzaken.

### 15.2.8 Modulaire systeemgemeenschappen

De modulaire constructie van bijna alle objecten in het universum nodigt uit tot het overwegen van gemeenschappen van modulaire systemen die tot hetzelfde type of soort behoren. Voorbeelden zijn mieren, bijen, kuddedieren en mensen. Dit zijn levende soorten. Type gemeenschappen bieden het voordeel dat de leden van de gemeenschap kunnen samenwerken om de veerkracht van de gemeenschap te optimaliseren door de diversiteit van de leden te benutten. Meestal overleeft de gemeenschap ordes van grootte langer dan de individuele leden. De gemeenschap kan de cultuur en onderlinge communicatie van de gemeenschap bevorderen, ondersteunen en bewaken. Een gevaar van dit effect is dat de gemeenschap zodanig

groeit dat ze in gevaar komt door het opraken van hulpbronnen. Een ander gevaar is dat de gemeenschap haar leden onderdrukt om de belangen van de gemeenschap te ondersteunen tegen de belangen van de individuele leden.

Na de komst van intelligente soorten kunnen modulair ontwerp en constructie veranderen van stochastisch ontwerp en constructie in intelligent ontwerp en constructie. Dit versnelt niet alleen de generatie van modulaire systemen, maar produceert ook ongelooflijk geavanceerde modulaire systemen in een zeer korte periode. Deze trend kan zelfs nieuwe intelligente soorten voortbrengen. Deze volgende generatie zal worden bezet door robots. Het is verbazingwekkend om te zien hoe slecht menselijke gemeenschappen kunnen omgaan met de overschrijding van hulpbronnen, oorlogen kunnen voorkomen, terrorisme kunnen voorkomen en economische crises kunnen voorkomen. De mensheid heeft moeite met het beheersen van pandemie-uitbraken. Democratie wordt beschouwd als de meest effectieve oplossing en nationalisme wordt beschouwd als een slechte oplossing. Geen van deze opvattingen lijkt te kloppen.

### 15.3 Een systeem van niet-separabele Hilbertruimten

Dit systeem vertoont enkele overeenkomsten met het holografische principe dat door sommige theoretische fysici wordt gepromoot [20]. Deze gelijkenis wordt echter bereikt zonder de instrumenten van de snaartheorie of kwantumzwaartekracht, omdat in dit document het zwarte gat verondersteld wordt een aftelbare parameter ruimte te bevatten die betrekking heeft op een continue omringende gemeenschappelijke doelruimte. Het systeem toont niet het recyclinguniversum van Sir Roger Penrose.

De zwevende leden van het systeem zijn universa die relationeel verbonden zijn met een privé zwart gat. Het overeenkomstige

ruimtecompartiment vertegenwoordigt het invloedsbereik van dit zwarte gat. De aftelbare parameter ruimte in het zwarte gat heeft betrekking op de inhoud van het compartiment. De randen van de compartimenten fungeren niet als barrières voor fotonen, fermionen, atomen, planeten of sterren. Het achtergrondlid van het systeem bevat de continuüparameter ruimte van het hele multiversum. Het heeft betrekking op alle ingesloten universa

Astronomen zien dat zwarte gaten kunnen samensmelten en dat neutronensterren kunnen instorten tot nieuwe zwarte gaten. Deze gebeurtenissen herverdelen de compartimenten. Deze gebeurtenissen veroorzaken zwaarteveldschokfronten die bestaan uit een groot aantal gesuperponeerde sferische schokfronten die in een klein gebied en een kleine periode worden gegenereerd. Een gravitationale golf is een verkeerde benaming voor deze verschijnselen.

De parameter ruimte van het multiversum past zich aan de veranderingen in de overdekte compartimenten aan.

## 16 Conclusies

Het Hilbert Book Model past het systeem van Hilbertruimten toe die allemaal dezelfde onderliggende vectorruimte delen. De auteur noemt dit systeem de Hilbert repository. Deze benadering verschilt op verschillende essentiële punten van de benadering die de reguliere natuurkunde volgt. Toch bestaat er een verbazingwekkende overeenkomst tussen het standaardmodel van de elementaire fermionen dat is opgenomen in het standaardmodel van de experimentele deeltjesfysici en het systeem van separabele Hilbertruimten.

In het systeem van separabele Hilbertruimten spelen ruimtelijke coördinatenassen een belangrijke rol. Deze assen moeten parallel aan het hele systeem zijn. In een ruimtelijk continuüm vindt verandering

van de eerste orde meestal plaats langs de ruimtelijke coördinaatassen. In lokaal sferische symmetrische omstandigheden bestrijkt verandering alle richtingen. De keuzevrijheid die ruimtelijke rekenkunde laat, komt altijd voor langs de cartesische coördinatenassen. Mogelijk komt dit door de aanpassing aan het primitieve coördinatenstelsel dat in de onderliggende parameterruimte bestaat.

In het Hilbert Book Model (HBM) worden de voetafdrukken van alle massieve objecten periodiek geregenereerd met een hoge herhalingsfrequentie die overeenkomt met de duur van de emissie van fotonen.

De reguliere natuurkunde heeft nog steeds geen geschikte verklaring gevonden voor donkere materie objecten en donkere energie objecten. De HBM verklaart deze objecten als veldexcitatie die zich gedragen als schokfronten en in detail worden beschreven door oplossingen van tweede-orde quaternionische partiële differentiaalvergelijkingen. De sferische schokfronten zijn de enige veldexcitatie die het veld vervormen dat ze inbedt. Fotonen zijn reeksen van equidistante eendimensionale schokfronten. Zwarte gaten zijn langzaam variërende objecten die een aftelbare inhoud bevatten. Zwarte gaten vervormen hun continue omgeving.

Elementaire fermionen zijn gecompliceerde objecten die worden weergegeven door een privé quaternionische separabele Hilbertruimte die de eigenschappen van het fermion beheert. Deze Hilbertruimten bezitten een privé parameterruimte en een privé symmetrie. De separabele Hilbertruimten zweven met het geometrische middelpunt van hun parameterruimte over een achtergrondparameterruimte die wordt beheerd door een achtergrondseparabele Hilbertruimte. Deze achtergrond Hilbertruimte bezit een compagnon niet-separabele Hilbertruimte. De niet-separabele Hilbertruimte bevat zijn separabele

metgezel. De niet-separabele Hilbertruimte beheert verschillende continuïms in de eigenruimte van een overeenkomstige toegewijde operator. Een van de continuïms is een dynamisch veld, dat natuurkundigen het universum noemen. Het universumveld bevat de beelden van de geometrische centra van de zwevende separabele Hilbertruimten. Deze afbeelding wordt vervaagd door stochastische verstoringen van de locatorvector die zich in de onderliggende vectorruimte bevindt en wijst naar het geometrische centrum van de zwevende Hilbertruimte. Afhankelijk van het verschil in symmetrie kan de inbedding van het beeld een sferische schokfrontreactie veroorzaken die het universumveld tijdelijk zal vervormen. Het bijbehorende schokfront beweegt in alle richtingen weg totdat het op oneindig verdwijnt. De inhoud van het schokfront vergroot het overdekte volume van het veld. Een isotroop symmetrieverval met het achtergrondplatform is vereist voor het genereren van het sferische schokfront. Slechts enkele fermionen hebben een isotroop symmetrieverval. Geïsoleerde quarks bezitten niet het vereiste isotrope symmetrieverval en zullen geen vervorming van het universum veroorzaken. Echter, gecombineerd in een hadron zodanig dat de combinatie een isotroop symmetrieverval heeft, kan de hadron vervorming veroorzaken. Dit fenomeen staat bekend als kleuropsluiting.

De niet-separabele Hilbertruimte bevat zijn separabele partner. Bijgevolg is de parameterruimte van de niet-separabele Hilbertruimte de parameterruimte van de separabele begeleidende Hilbertruimte waar de irrationale getallen worden opgeteld bij de rationale getallen. Het resultaat is een continuüm. De parameterruimten worden niet beïnvloed door vervormende actuatoren. De continuüm-eigenruimten van andere operatoren dan de referentieoperator van de niet-separabele kunnen echter worden gevibreerd, vervormd en uitgebreid.

Symmetrie-gerelateerde ladingen bevinden zich in de geometrische centra van de zwevende Hilbertruimten. De ladingen zijn afhankelijk van het verschil in symmetrie tussen het zwevende platform en het achtergrondplatform. De ladingen fungeren als bronnen of putten van overeenkomstige symmetrie-gerelateerde velden. Deze velden verschillen fundamenteel van het universumveld. Beide typen velden gehoorzamen echter aan dezelfde quaternionische veldvergelijkingen. Ze verschillen in hun start- en randvoorwaarden.

Het archiveren van de voetafdruk in de zwevende separabele Hilbertruimte maakt het mogelijk om die voetafdruk op een later moment onafhankelijk op te halen. De voetafdruk kan dus zijn gegenereerd in een episode vóór het begin van de stroom van de tijd. Het ophalen kan plaatsvinden als een functie van de tijdstroom en gebruikt de gearchiveerde tijdstempels voor het synchroniseren van het ophalen. Dit betekent dat op het moment van tijd nul geen van de gearchiveerde voetafdrukgegevens werd opgehaald. Zonder vervormende actuatoren blijft het inbeddingsveld vlak. Aan het begin van de stroom van de tijd was het inbeddingsveld dus in zijn maagdelijke staat. De functie die het universumveld beschreef, was daardoor gelijk aan de parameter ruimte. Onmiddellijk na dat moment begonnen de locatorlandingen, willekeurig verdeeld over die parameter ruimte, om de locaties van de geometrische centra van de zwevende Hilbertruimten te markeren. Afhankelijk van de symmetrie van de zwevende Hilbertruimte resulteerde dit in een overeenkomstig sferisch schokfront. Dit lijkt zeker niet op de oerknal die de reguliere natuurkunde promoot. In plaats daarvan was de voortdurende inbedding al bij het begin een rustig beeldvormingsproces.

De achtergrond niet-separabele Hilbertruimte definieert in de veranderruimte de conglomeraten van elementaire fermionen als

superposities. Om die reden past het de karakteristieke functies toe van de stochastische mechanismen die de voetafdrukken van de elementaire fermionen genereren. In de veranderingsruimte is de positie niet gedefinieerd. Dit is de reden voor het bestaan van verstrengeling. Het Uitsluitingsprincipe van Pauli werkt onafhankelijk van de afstand tussen de elementen van het conglomeraat.

Elementaire fermionen werken als elementaire modules. Samen vormen ze alle massieve objecten die in het universum voorkomen. De notoire uitzondering wordt gevormd door zwarte gaten. Voor de rest is de inhoud van het universum één groot modulair systeem dat een enorm aantal en enorme diversiteit aan modulaire subsystemen produceert. Atomen, moleculen, rotsen, planeten, sterren, sterrenstelsels en levende soorten zijn allemaal voorbeelden van modulaire systemen. Ieder mens is een modulair systeem. Op planeet aarde, vóór de komst van de mens, vond modularisering op een stochastische manier plaats. Sinds de komst van de mens kan modularisering intelligent gebeuren. Computers en robots zijn uitstekende voorbeelden van deze ontwikkeling.

Zodra de elementaire fermionen waren gevormd, volgde de rest van de inhoud van het universum automatisch. Modulaire systemen die zorgen voor hun eigen gemeenschap en die zorgen voor de modulaire systemen waarvan ze afhankelijk zijn, hebben de grootste kans om te overleven. Zie "Een natuurwet" in [21].

Reguliere fysica is meestal gebaseerd op het steady action principe. Het steady action principe vraagt niet om een terugkerende regeneratie van de objecten die in het universum voorkomen. Het vraagt niet om conglomeraten op een modulaire manier te genereren. Het gebiedt ook niet de vreemde reactie van continuüms op verstoringen door actuatoren.

Krachten vereisen een aangrijpingspunt. Velden bezitten geen aangrijpingspunt. Voor quaternionische functies verbindt de eerste-ordeverandering al de gradiënt van een scalair veld met de tijdsvariatie van het overeenkomstige ruimtelijke deel van het veld. Het volstaat dat het universumveld een gradiënt vertoont in zijn scalaire deel en dat het ruimtelijke deel van het veld uniform beweegt. Een zwaartekrachtpotentiaal veroorzaakt dus een versnelling van het bewegende ruimtelijke veld. Intuïtie kan je dit niet vertellen. Maar wiskunde wel.

Ten slotte introduceert het document het systeem van niet-separabele Hilbertruimten. Dit systeem betreft een multiversum bestaande uit universa die allemaal een zwart gat toepassen om de privé parameter ruimte van het achtergrondplatform van het systeem van afzonderlijke Hilbertruimten te archiveren dat het beschouwde dynamische universum vertegenwoordigt. Het systeem van niet-separabele Hilbertruimten komt overeen met een dekking van de ruimte door compartimenten die elk een dynamisch universum en een privé zwart gat bevatten.

Astronomen zien dat zwarte gaten kunnen samensmelten en dat neutronensterren kunnen instorten tot nieuwe zwarte gaten. Deze gebeurtenissen herverdelen de compartimenten.



## 17 Formules

In dit hoofdstuk wordt MathType toegepast om vergelijkingen vorm te geven.

### 17.1 Relativiteit en kromming

De formules in dit hoofdstuk zijn geschreven in Euclidische vorm. Het relatieve snelheidsverschil tussen de informatiebron en de [waarnemer](#) van de informatie wordt genegeerd. In het inbeddingsveld volgt de informatie geodeten. De formules behandelen deze complicatie niet. De algemene relativiteitstheorie probeert beide invloeden in overweging te nemen, maar houdt geen rekening met de koppeling van het inbeddingsveld en het elektrische veld via elektrische ladingen [22].

### 17.2 Fysiske eenheden

In dit hoofdstuk worden wiskundige formules toegepast die geen fysische eenheden bevatten. Fysische eenheden vertegenwoordigen de aanpassing van het beschouwde onderwerp aan eenheden die experimentele fysici gebruiken om dat onderwerp te meten. In feite is lichtsnelheid  $c$  zo'n fysiske eenheid omdat het een fysiske eenheid vertegenwoordigt die wordt gemeten in meters per seconde.

Natuurkundigen gebruiken permittiviteit  $\varepsilon = \varepsilon_0 \varepsilon_1$  voor het elektrische veld. In de vrije ruimte  $\varepsilon_1 = 1$ . Fysici gebruiken permeabiliteit  $\mu = \mu_0 \mu_1$  voor het magneetveld. In de vrije ruimte  $\mu_1 = 1$ .

De twee fysiske eenheden zijn gerelateerd via lichtsnelheid  $c$  [23] [24].

$$c^2 = \frac{1}{\varepsilon_0 \mu_0} \quad (17.2.1)$$

### 17.3 Vectorrekenkunde

In deze sectie worden vectoren die zich in een vectorruimte bevinden met vetgedrukt aangegeven en scalair met cursief.

De optelling van vectoren is commutatief. Het kan worden gedaan door een van de vectoren parallel te verschuiven totdat deze samenvalt met het alternatieve punt van de andere vector. Nu vertegenwoordigen de twee resulterende punten de vectorsom. De rekenkunde van scalaren lijkt op de rekenkunde van rationale leden van de reële getalsystemen. Vectoroptelling is commutatief. De optelling creëert nieuwe vectoren.

$$\mathbf{v} + \mathbf{w} = \mathbf{w} + \mathbf{v} \quad (17.3.1)$$

Vectoroptelling is ook associatief.

$$(\mathbf{u} + \mathbf{v}) + \mathbf{w} = \mathbf{u} + (\mathbf{v} + \mathbf{w}) \quad (17.3.2)$$

Vermenigvuldiging met een scalar is commutatief. Deze vermenigvuldiging kan de lengte en dus de integriteit van de vector veranderen. Het kan een nieuwe vector leveren.

$$\mathbf{w} = a\mathbf{v} = \mathbf{v}a \quad (17.3.3)$$

Vermenigvuldiging met scalars is distributief voor scalars en vectoren.

$$\begin{aligned} (a + b)\mathbf{v} &= a\mathbf{v} + b\mathbf{v} \\ a(\mathbf{v} + \mathbf{w}) &= a\mathbf{v} + a\mathbf{w} \end{aligned} \quad (17.3.4)$$

Vermenigvuldiging met negatieve scalars keert de richting van de vector om. In het bijzonder

$$(-1)\mathbf{v} = -\mathbf{v} \quad (17.3.5)$$

Vectoren gehoorzamen aan een scalar product. Ze gehoorzamen echter niet aan een uitwendig product. Anders zou hun rekenkunde gelijk zijn aan de rekenkunde van de ruimtelijke getallen, en de dimensie van de vectorruimte zou tot drie worden beperkt.

### 17.3.1 Basisvectoren

Een geselecteerde basis  $\{\mathbf{u}_i\}$  is een deelverzameling van de vectoren die wordt gebruikt om een andere vector te definiëren als een superpositie van de leden van de basis.

$$\mathbf{v} = \sum_{i=0}^{i=N} v_i \mathbf{u}_i \quad (17.3.6)$$

Een scalar product  $\langle \mathbf{v}, \mathbf{w} \rangle$  van twee vectoren  $\mathbf{v}$  en  $\mathbf{w}$  zou worden gedefinieerd in termen van de orthonormale basis  $\{\mathbf{u}_i\}$  als

$$\langle \mathbf{v}, \mathbf{w} \rangle = \sum_{i=0}^{i=N} v_i w_j \langle \mathbf{u}_i, \mathbf{u}_j \rangle \quad (17.3.7)$$

terwijl

$$\langle \mathbf{u}_i, \mathbf{u}_j \rangle = \delta_{ij} \quad (17.3.8)$$

Als de orthonormale basis de volledige vectorruimte opspant, bevat de vectorruimte  $N$  dimensies.  $N$  kan oneindig zijn.

Het scalaire product dat over alle dimensies genomen wordt, genereert een metriek. Die metriek kan de lengte  $l_{\mathbf{a}}$  van de vector  $\mathbf{a}$  als scalar vaststellen. Het scalaire product kan de lengte van een vector aangeven

$$\begin{aligned} l_{\mathbf{a}} &= \|\mathbf{a}\| \\ \langle \mathbf{a}, \mathbf{a} \rangle &= \|\mathbf{a}\|^2 \end{aligned} \quad (17.3.9)$$

Als het scalaire product gelijk is aan nul, heeft een van de vectoren de nullengte of leven de twee vectoren in verschillende dimensies. In dat geval zijn de vectoren onafhankelijk. In een  $N$  dimensionale vectorruimte kunnen precies  $N$  vectoren van elkaar onafhankelijk zijn.

Het scalair product kan worden toegepast om een set coördinatenmarkeringen te construeren die samen een coördinatensysteem vormen.

#### 17.4 Rekenkunde van reële getallen

We zullen de reële getallen aangeven met het achtervoegsel  $_r$ .

Voor reële getallen zijn optelling en vermenigvuldiging commutatief, associatief en distributief.

$$\begin{aligned} b_r + a_r &= a_r + b_r \\ (a_r + b_r) + c_r &= a_r + (b_r + c_r) \end{aligned} \tag{17.4.1}$$

$$\begin{aligned} b_r a_r &= a_r b_r \\ (a_r b_r) c_r &= a_r (b_r c_r) \end{aligned} \tag{17.4.2}$$

$$a_r (b_r + c_r) = a_r b_r + a_r c_r \tag{17.4.3}$$

Voor reële getallen is het kwadraat nul of is het positief

$$a_r a_r \geq 0 \tag{17.4.4}$$

#### 17.5 Rekenkunde van ruimtelijke getallen

Voor ruimtelijke getallen is optellen commutatief en associatief.

$$\begin{aligned} \vec{b} + \vec{a} &= \vec{a} + \vec{b} \\ (\vec{a} + \vec{b}) + \vec{c} &= \vec{a} + (\vec{b} + \vec{c}) \end{aligned} \tag{17.5.1}$$

Het product  $d$  van twee ruimtelijke getallen  $\vec{a}$  en  $\vec{b}$  resulteert in een reëel scalair deel  $d_r$  en een nieuw ruimtelijk deel  $\vec{d}$ .

$$d = d_r + \vec{d} = \vec{a}\vec{b} \tag{17.5.2}$$

$d_r = -\langle \vec{a}, \vec{b} \rangle$  is het inwendig product van  $\vec{a}$  en  $\vec{b}$ .

Voor het inwendig product en de norm  $\|\vec{a}\|$  geldt  $\langle \vec{a}, \vec{a} \rangle = \|\vec{a}\|^2$

$$\langle \vec{a}, \vec{b} \rangle = \|\vec{a}\| \|\vec{b}\| \cos(\alpha) \quad (17.5.3)$$

De hoek  $\alpha$  tussen de ruimtelijke getallen  $\vec{a}$  en  $\vec{b}$  wordt gemeten in radialen.

Het kwadraat van een ruimtelijk getal is gelijk aan nul of het is een negatief reëel getal.

$$\vec{a}\vec{a} = -\langle \vec{a}, \vec{a} \rangle \leq 0 \quad (17.5.4)$$

$\vec{d} = \vec{a} \times \vec{b}$  is het uitwendig product van  $\vec{a}$  en  $\vec{b}$

Het ruimtelijke deel  $\vec{d}$  is onafhankelijk van  $\vec{a}$  en onafhankelijk van  $\vec{b}$ . Dit betekent dat  $\langle \vec{a}, \vec{d} \rangle = 0$  en  $\langle \vec{b}, \vec{d} \rangle = 0$

$$\begin{aligned} \|\vec{a} \times \vec{b}\| &= \|\vec{a}\| \|\vec{b}\| |\sin(\alpha)| \\ \vec{a} \times \vec{b} &= -\vec{b} \times \vec{a} \end{aligned} \quad (17.5.5)$$

Het is mogelijk om ruimtelijke getallen te schrijven als superposities van basisgetallen. Voor de driedimensionale ruimtelijke getallen betekent dit.

$$\begin{aligned} \vec{a} &= a_i \vec{i} + a_j \vec{j} + a_k \vec{k} \\ \vec{i} \vec{j} &= \pm \vec{k} \end{aligned} \quad (17.5.6)$$

Het  $\pm$  teken geeft de chirale keuze van de link-rechts handigheid van het uitwendige product aan.

## 17.6 Gemengde rekenkunde

De optelling en vermenigvuldiging van reële getallen met ruimtelijke getallen zijn commutatief.

$$\begin{aligned}a_r + \vec{b} &= \vec{b} + a_r \\ a_r \vec{b} &= \vec{b} a_r\end{aligned}\tag{17.6.1}$$

Gemengde getallen worden aangegeven zonder achtervoegsels en hoofdletters. In de volgende formule staat een gemengd getal  $c$ .

$$c = c_r + \vec{c}\tag{17.6.2}$$

Quaternionische vermenigvuldiging gehoorzaamt aan de vergelijking

$$\begin{aligned}c = c_r + \vec{c} = ab &= (a_r + \vec{a})(b_r + \vec{b}) \\ &= a_r b_r - \langle \vec{a}, \vec{b} \rangle + a_r \vec{b} + \vec{a} b_r \pm \vec{a} \times \vec{b}\end{aligned}\tag{17.6.3}$$

Het  $\pm$  teken geeft de keuzevrijheid aan van de link-rechts handigheid van de productregel die bestaat bij het selecteren van een versie van het quaternionische getallensysteem. Op deze manier wordt de handigheid van de productregel behandeld als een speciaal soort symmetrie. De versie moet worden geselecteerd voordat deze kan worden gebruikt in berekeningen.

Twee quaternionen die elkaars inverse zijn, kunnen het ruimtelijke deel van een ander quaternion roteren.

$$c = ab / a\tag{17.6.4}$$

De constructie roteert het ruimtelijke deel van  $b$  dat loodrecht op  $\vec{a}$  staat over een hoek  $\theta$  die tweemaal de hoekfase is van  $a = \|a\| e^{i\theta}$  waarbij  $\vec{i} = \vec{a} / \|\vec{a}\|$ .

Cartesische quaternionische functies passen een quaternionische parameterruimte toe die wordt geordend door een Cartesisch coördinatenstelsel. In de parameterruimte worden de reële delen van quaternionen vaak geïnterpreteerd als tijdstippen van (echte) tijd, en de ruimtelijke delen worden vaak geïnterpreteerd als ruimtelijke locaties. Met deze interpretaties vertegenwoordigen de reële delen van quaternionische functies dynamische scalaire velden. De ruimtelijke delen van quaternionische functies vertegenwoordigen dynamische ruimtelijke velden. Deze velden worden vaak vectorvelden genoemd. Dit is een misleidende naam. Vectoren gehoorzamen aan verschillende rekenkunde.

#### 17.7 Rekenkunde van verandering

In een continuüm eindigen alle convergente reeksen van getallen in een limiet die deel uitmaakt van dat continuüm. Dit feit maakt de differentiatie van het continuüm mogelijk. Differentiaalrekening laat zien dat een continuüm kan veranderen. Het continuüm vertoont verbazingwekkend gedrag. Het heeft de gewoonte om vervormingen te verwijderen. Echter, zonder versturende actuatoren blijft het continuüm vlak.

##### 17.7.1 Differentiatie

Langs een richtingslijn kan verandering worden beschreven door een partiële differentiaal. Als in een gebied van de ruimtedekking binnen deze richtingslijn alle convergerende reeksen coördinatenmarkeringen resulteren in een limiet die een coördinatenmarkering is, dan wordt de partiële verandering van de ruimtedekking in de richting van  $r$  gedefinieerd als de limiet

$$\frac{\partial \psi}{\partial r} = \lim_{\delta r \rightarrow 0} \frac{\psi(r + \delta r) - \psi(r)}{\delta r} \quad (17.7.1)$$

Als de regio wordt overdekt door al zijn irrationale getallen, dan bestaat deze limiet. Het bestaan van de limiet is niet gegarandeerd. Als de limiet niet bestaat, vertegenwoordigt de locatie een enkelvoudig punt. Het is ook mogelijk dat het omliggende gebied wordt bedekt door een omsloten discrete set puntvormige objecten.

Als het ruimtelijke deel van de omgeving isotroop is en de limiet ook in de reële getalruimte bestaat, dan is de totale differentiale verandering  $df$  van veld  $f$  gelijk aan

$$df = \frac{\partial f}{\partial \tau} d\tau + \frac{\partial f}{\partial x} \vec{i} dx + \frac{\partial f}{\partial y} \vec{j} dy + \frac{\partial f}{\partial z} \vec{k} dz \quad (17.7.2)$$

In deze vergelijking gedragen de partiële differentiaaloperatoren  $\frac{\partial f}{\partial \tau}, \frac{\partial f}{\partial x}, \frac{\partial f}{\partial y}, \frac{\partial f}{\partial z}$

zich als quaternionische differentiaaloperatoren.

De quaternionische nabla  $\nabla$  gaat uit van de **speciale voorwaarde** dat partiële differentiaaloperatoren langs de assen van het Cartesisch coördinatenstelsel lopen in een natuurlijke parameterruimte van een niet-separabele Hilbertruimte. Dus,

$$\nabla = \sum_{i=0}^4 \vec{e}_i \frac{\partial}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial \tau} + \vec{i} \frac{\partial}{\partial x} + \vec{j} \frac{\partial}{\partial y} + \vec{k} \frac{\partial}{\partial z} \quad (17.7.3)$$

Dit zal in de volgende sectie worden toegepast door zowel de quaternionische nabla als de functie op te splitsen in een scalair deel en een ruimtelijk deel.

De partiële differentiaalvergelijkingen van de eerste orde verdelen de verandering van de eerste orde van een quaternionische veld in vijf verschillende delen die elk een nieuw veld vertegenwoordigen. We zullen de quaternionische veldveranderingsoperator weergeven door



een quaternionische nabla-operator. Deze operator gedraagt zich als een quaternionische vermenigvuldiger.

De eerste-orde partiale differentiaal volgt uit

$$\nabla = \left\{ \frac{\partial}{\partial \tau}, \frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}, \frac{\partial}{\partial z} \right\} = \nabla_r + \vec{\nabla} \quad (17.7.4)$$

De ruimtelijke nabla  $\vec{\nabla}$  is bekend als de del operator en wordt in detail behandeld in [Wikipedia](#). De partiële afgeleiden in de veranderingsoperator gebruiken alleen parameters die zijn overgenomen uit de natuurlijke parameterruimte.

$$\begin{aligned} \phi &= \nabla \psi = \left( \frac{\partial}{\partial \tau} + \vec{\nabla} \right) (\psi_r + \vec{\psi}) \\ &= \nabla_r \psi_r - \langle \vec{\nabla}, \vec{\psi} \rangle + \nabla_r \vec{\psi} + \vec{\nabla} \psi_r \pm \vec{\nabla} \times \vec{\psi} \end{aligned} \quad (17.7.5)$$

In een geselecteerde versie van het quaternionische getalsysteem is alleen de overeenkomstige versie van de quaternionische nabla actief. In een geselecteerde Hilbertruimte is deze versie altijd en overal hetzelfde.

De differentiaal  $\nabla \psi$  beschrijft de verandering van veld  $\psi$ . De vijf afzonderlijke termen in de partiële differentiaal van de eerste orde hebben afzonderlijke fysische betekenissen. Alle basisvelden zijn voorzien van deze decompositie. De termen kunnen nieuwe velden vertegenwoordigen.

$$\phi_r = \nabla_r \psi_r - \langle \vec{\nabla}, \vec{\psi} \rangle \quad (17.7.6)$$

$\phi_r$  is een scalair veld.

$$\vec{\phi} = \nabla_r \vec{\psi} + \vec{\nabla} \psi_r \pm \vec{\nabla} \times \vec{\psi} \quad (17.7.7)$$

$\vec{\phi}$  is een ruimtelijk veld.

$\vec{\nabla}f$  is de gradiënt van  $f$ .

$\langle \vec{\nabla}, \vec{f} \rangle$  is de divergentie van  $\vec{f}$ .

$\vec{\nabla} \times \vec{f}$  is de rotatie van  $\vec{f}$ .

Belangrijke eigenschappen van de del operator zijn

$$(\vec{\nabla}, \vec{\nabla})\psi = \Delta\psi = \nabla^2\psi \quad (17.7.8)$$

$$(\vec{\nabla}, \vec{\nabla} \times \vec{\psi}) = 0 \quad (17.7.9)$$

$$\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \psi_r) = 0 \quad (17.7.10)$$

$$\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{\psi}) = \vec{\nabla}(\vec{\nabla}, \vec{\psi}) - (\vec{\nabla}, \vec{\nabla})\vec{\psi} \quad (17.7.11)$$

Soms krijgen delen van de verandering nieuwe symbolen

$$\vec{E} = -\nabla_r \vec{\psi} - \vec{\nabla} \psi_r \quad (17.7.12)$$

$$\vec{B} = \vec{\nabla} \times \vec{\psi} \quad (17.7.13)$$

De formule (17.7.5) laat geen ruimte voor renormalisaties. In Maxwell-vergelijkingen wordt de vergelijking (17.7.6) behandeld als een renormalisatie.

$$(\vec{\nabla}, \vec{B}) = 0 \quad (17.7.14)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\nabla_r \vec{\nabla} \times \vec{\psi} - \vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \psi_r = -\nabla_r \vec{B} \quad (17.7.15)$$

$$(\vec{\nabla}, \vec{E}) = -\nabla_r (\vec{\nabla}, \vec{\psi}) - (\vec{\nabla}, \vec{\nabla})\psi_r \quad (17.7.16)$$

Het conjugaat van de quaternionische nabla-operator definieert een ander type veldverandering.

$$\nabla^* = \nabla_r - \vec{\nabla} \quad (17.7.17)$$

$$\begin{aligned} \zeta = \nabla^* \phi &= \left( \frac{\partial}{\partial \tau} - \vec{\nabla} \right) (\phi_r + \vec{\phi}) \\ &= \nabla_r \phi_r + \langle \vec{\nabla}, \vec{\phi} \rangle + \nabla_r \vec{\phi} - \vec{\nabla} \phi_r \mp \vec{\nabla} \times \vec{\phi} \end{aligned} \quad (17.7.18)$$

Alle dynamische quaternionische velden gehoorzamen aan dezelfde eerste-orde partiële differentiaalvergelijkingen (17.7.5) en (17.7.18).

$$\nabla^\dagger = \nabla^* = \nabla_r - \vec{\nabla} = \nabla_r + \vec{\nabla}^\dagger = \nabla_r + \vec{\nabla}^* \quad (17.7.19)$$

In de Hilbertruimte is de quaternionische nabla een normale operator. De operatoren

$$\nabla^\dagger \nabla = \nabla \nabla^\dagger = \nabla^* \nabla = \nabla \nabla^* = \nabla_r \nabla_r + \langle \vec{\nabla}, \vec{\nabla} \rangle \quad (17.7.20)$$

zijn normale operatoren die ook Hermitische operatoren zijn.

De afzonderlijke operatoren  $\nabla_r \nabla_r$  en  $\langle \vec{\nabla}, \vec{\nabla} \rangle$  zijn ook Hermitische operatoren.

$\langle \vec{\nabla}, \vec{\nabla} \rangle$  staat bekend als de Laplaceoperator.

De twee operatoren kunnen ook worden gecombineerd als  $\square = \nabla_r \nabla_r - \langle \vec{\nabla}, \vec{\nabla} \rangle$ . Dit is de operator van d'Alembert.

De oplossingen voor  $\nabla_r \nabla_r + \langle \vec{\nabla}, \vec{\nabla} \rangle = 0$  en  $\nabla_r \nabla_r - \langle \vec{\nabla}, \vec{\nabla} \rangle = 0$  verschillen.

Deze twee vergelijkingen bieden verschillende oplossingen en om die reden leveren ze verschillend dynamisch gedrag van het veld. De

vergelijkingen bepalen het gedrag van het inbeddingsveld dat natuurkundigen hun universum noemen. Dit dynamische veld bestaat overal in het bereik van de parameterruimte van de functie. Beide vergelijkingen regelen ook het gedrag van de symmetrie-gerelateerde velden. De homogene d'Alembertvergelijking staat bekend als de golfvergelijking en biedt golven en golfpakketten als oplossingen. Beide vergelijkingen bieden schokfronten als oplossingen, maar alleen de operators in (17.7.20) leveren schokfronten die een spin- of polarisatievector hebben. Integratie over het tijdsdomein zet beide vergelijkingen om in de Poissonvergelijking en verwijdert de spin- of polarisatievector. Schokfronten vereisen een overeenkomstige actuator en komen alleen voor in oneven aantallen deelnemende dimensies. Sferische schokfronten vereisen een isotrope actuator. Anders verschijnt het schokfront niet.

#### *17.7.1.1 Continuïteitsvergelijkingen*

Continuïteitsvergelijkingen zijn partiële quaternionische differentiaalvergelijkingen.

De dynamische veranderingen in het veld worden geïnterpreteerd als veldexcitatie, als veldvervormingen of als veldexpansies.

De veldexcitatie die hier zullen worden besproken, zijn oplossingen voor genoemde tweede-orde partiële differentiaalvergelijkingen. Zonder een bijbehorende actuator zal het veld niet reageren. Het lijkt erop dat sferische pulsen de enige actuatoren zijn die het veld vervormen. Het veld reageert op deze pulsen door de vervorming snel te verwijderen door de vervorming in de vorm van schokfronten in alle richtingen weg te sturen totdat deze fronten op oneindig verdwijnen. Dit volgt uit de oplossingen die worden gepresenteerd in (17.7.29) en (17.7.31).

Een van de tweede-orde partiële differentiaalvergelijkingen is het resultaat van het combineren van de twee eerste-orde partiële differentiaalvergelijkingen  $\phi = \nabla \psi$  en  $\zeta = \nabla^* \phi$ .

$$\begin{aligned} \zeta &= \nabla^* \phi = \nabla^* \nabla \psi = \nabla \nabla^* \psi = (\nabla_r + \vec{\nabla})(\nabla_r - \vec{\nabla})(\psi_r + \vec{\psi}) \\ &= (\nabla_r \nabla_r + \langle \vec{\nabla}, \vec{\nabla} \rangle) \psi \end{aligned} \quad (17.7.21)$$

Alle andere termen verdwijnen.  $\langle \vec{\nabla}, \vec{\nabla} \rangle$  staat bekend als de Laplaceoperator.

Integratie over het tijdsdomein resulteert in de Poisson-vergelijking

$$\rho = \langle \vec{\nabla}, \vec{\nabla} \rangle \psi \quad (17.7.22)$$

Onder isotrope omstandigheden is een zeer speciale oplossing van de Poissonvergelijking de functie van Green  $\frac{1}{4\pi|\vec{q} - \vec{q}'|}$  van het onderhavige veld. Deze oplossing is de ruimtelijke Dirac-puls  $\delta(\vec{q})$  respons van het veld onder strikte isotrope omstandigheden.

$$\nabla \frac{1}{|\vec{q} - \vec{q}'|} = -\frac{(\vec{q} - \vec{q}')}{|\vec{q} - \vec{q}'|^3} \quad (17.7.23)$$

$$\begin{aligned} \langle \vec{\nabla}, \vec{\nabla} \rangle \frac{1}{|\vec{q} - \vec{q}'|} &\equiv \left\langle \vec{\nabla}, \vec{\nabla} \frac{1}{|\vec{q} - \vec{q}'|} \right\rangle \\ &= -\left\langle \vec{\nabla}, \frac{(\vec{q} - \vec{q}')}{|\vec{q} - \vec{q}'|^3} \right\rangle = 4\pi\delta(\vec{q} - \vec{q}') \end{aligned} \quad (17.7.24)$$

Deze oplossing komt overeen met een doorlopende bron of put die in het veld bestaat. Een puntvormige stationaire ruimtelijke puls kan geen schokfront in gang zetten. Het stationaire ruimtelijke puntvormige object moet een put of een bron zijn. In de natuurkunde betekent dit dat stationaire puntvormige massa's in de fysieke werkelijkheid niet bestaan.

Verandering kan plaatsvinden in één ruimtelijke dimensie of gecombineerd in twee of drie ruimtelijke dimensies.

Onder de juiste omstandigheden is de dynamische pulsrespons van het veld een oplossing van een speciale vorm van de vergelijking (17.7.21).

$$\left(\nabla_r \nabla_r + \langle \vec{\nabla}, \vec{\nabla} \rangle\right) \psi = 4\pi \delta(\vec{q} - \vec{q}') \theta(\tau \pm \tau') \quad (17.7.25)$$

Hier is  $\theta(\tau)$  een temporele stapfunctie en is  $\delta(\vec{q})$  een ruimtelijke Dirac-pulsrespons. Voor de sferische pulsrespons moet de puls isotroop zijn.

Na het moment  $\tau'$  verandert de vergelijking in een homogene vergelijking.

Een opmerkelijk eenvoudige oplossing is het schokfront in één dimensie langs de lijn  $\vec{q} - \vec{q}'$ .

$$\psi = f\left(\left|\vec{q} - \vec{q}'\right| \pm c(\tau - \tau') \vec{n}\right) \quad (17.7.26)$$

Hier is  $\vec{n}$  een genormeerd ruimtelijk quaternion. Dit ruimtelijke quaternion heeft een willekeurige richting die niet varieert in de tijd. Hier kan het genormaliseerde ruimtelijke getal  $\vec{n}$  worden geïnterpreteerd als de polarisatie van de oplossing. We hebben het genormaliseerde ruimtelijke getal  $\vec{n}$  opzettelijk dicht bij snelheid  $c$  geplaatst. De functie  $f$  kan een primitief schokfront zijn, maar het kan ook een superpositie zijn van primitieve schokfronten. De geïsoleerde

primitieve schokfrontoplossing vertegenwoordigt een **donker energieobject**. Het vertegenwoordigt een kwantum van energie.

In isotrope omstandigheden kunnen we beter overschakelen naar sferische coördinaten. Dan krijgt de vergelijking de vorm

$$\begin{aligned} & \left( \frac{\partial^2}{\partial \tau^2} + \frac{\partial^2}{\partial r^2} + 2 \frac{\partial}{r \partial r} \right) \psi \\ & = \left( \frac{\partial^2}{\partial \tau^2} + \frac{\partial^2}{\partial r^2} \right) (\psi r) = 0 \end{aligned} \quad (17.7.27)$$

De tweede regel beschrijft de tweede-orde verandering van  $\psi r$  in één dimensie langs de straal  $r$ . Die oplossing is hierboven beschreven. Een oplossing voor deze vergelijking is

$$\psi r = f(r \pm c\tau \vec{n}) \quad (17.7.28)$$

De oplossing van (17.7.27) wordt beschreven door

$$\psi = \frac{f\left(\left|\vec{q} - \vec{q}'\right| \pm c(\tau - \tau') \vec{n}\right)}{\left|\vec{q} - \vec{q}'\right|} \quad (17.7.29)$$

Het genormaliseerde ruimtelijke getal  $\vec{n}$  kan worden geïnterpreteerd als de spin van de oplossing. Het kan te maken hebben met de richting die wordt gekozen wanneer de op quaternionen gebaseerde Hilbertruimte tijdelijk wordt gereduceerd tot een deelruimte die een op complexe getallen gebaseerde Hilbertruimte bevat. De sferische pulsrespons fungeert als een uitdijend of als een samentrekkend sferisch schokfront. Na verloop van tijd integreert deze pulsrespons in de functie van Green. Dit betekent dat de isotrope puls het volume van

de functie van Green in het veld injecteert. Vervolgens spreidt het front dit volume over het veld. Het samentrekkende schokfront verzamelt het volume van de functie van Green en zuigt het uit het veld. Het  $\pm$  teken in de vergelijking (17.7.25) selecteert tussen injectie en uittrekken. Het geïnjecteerde schokfront beweegt weg van de locatie van de puls die het front veroorzaakte. Uiteindelijk verdwijnt het op oneindig. Het ingevoegde volume breidt het veld uit.

Sferische schokfronten zijn **objecten van donkere materie**.

Schokfronten komen alleen voor in één en drie dimensies. Een pulsrespons kan ook in twee dimensies voorkomen, maar in dat geval is de pulsrespons een gecompliceerde trilling die lijkt op het resultaat van een worp van een steen in het midden van een vijver.

Vergelijkingen (17.7.21) en (17.7.22) tonen aan dat de operatoren  $\frac{\partial^2}{\partial \tau^2}$  en  $\langle \vec{\nabla}, \vec{\nabla} \rangle$  geldige tweede-orde partiële differentiaaloperatoren zijn. Deze operatoren combineren in het quaternionische equivalent van de [golfvergelijking](#).

$$\varphi = \left( \frac{\partial^2}{\partial \tau^2} - \langle \vec{\nabla}, \vec{\nabla} \rangle \right) \psi = \square \psi \quad (17.7.30)$$

Deze vergelijking biedt ook eendimensionale en driedimensionale schokfronten als oplossingen.

$$\psi = \frac{f\left(\left|\vec{q} - \vec{q}'\right| \pm c(\tau - \tau')\right)}{\left|\vec{q} - \vec{q}'\right|} \quad (17.7.31)$$

$$\psi = f\left(\left|\vec{q} - \vec{q}'\right| \pm c(\tau - \tau')\right) \quad (17.7.32)$$



Deze pulsreacties bevatten niet het genormeerde ruimtelijke getal  $\vec{n}$ . Afgezien van pulsreacties biedt de golfvergelijking golven en golfpakketten als oplossingen.

Als lokaal het veld kan worden opgesplitst in een tijdsafhankelijk deel  $T(\tau)$  en een locatieafhankelijk deel  $A(\vec{q})$ , dan kan de homogene versie van de golfvergelijking worden omgezet in de [Helmholtz-vergelijking](#).

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial \tau^2} = \langle \vec{\nabla}, \vec{\nabla} \rangle \psi = -\omega^2 \psi \quad (17.7.33)$$

$$\psi(\vec{q}, \tau) = A(\vec{q})T(\tau) \quad (17.7.34)$$

$$\frac{1}{T} \frac{\partial^2 T}{\partial \tau^2} = \frac{1}{A} \langle \vec{\nabla}, \vec{\nabla} \rangle A = -\omega^2 \quad (17.7.35)$$

$$\langle \vec{\nabla}, \vec{\nabla} \rangle A + \omega^2 A = 0 \quad (17.7.36)$$

$$\frac{\partial^2 T}{\partial \tau^2} + \omega^2 T = 0 \quad (17.7.37)$$

$\omega$  fungeert als kwantumkoppeling tussen (17.7.36) en (17.7.37).

Het tijdsafhankelijke deel  $T(\tau)$  is afhankelijk van de begincondities of geeft de overgang van de oscillatiemodus aan.

Tijdens de overgang schakelt de quaternionische Hilbertruimte tijdelijk over naar een op complexe getallen gebaseerde Hilbertruimte die een deelruimte is van de quaternionische Hilbertruimte. De overgang benut een overeenkomstig interval en tijdens dat interval zendt de deelruimte een opeenvolging van equidistante eendimensionale schokfronten uit of absorbeert deze eendimensionale schokfronten. Samen vormen deze schokfronten een foton. De eendimensionale schokfronten worden hierboven besproken. De omschakeling van de oscillatiemodus betekent dat de oscillatie tijdelijk wordt gestopt en in plaats daarvan

een object wordt uitgezonden of geabsorbeerd dat het verschil in potentiële energie compenseert. Het locatieafhankelijke deel van het veld  $A(\vec{q})$  beschrijft de mogelijke oscillatiemodi van het veld en is afhankelijk van de randvoorwaarden. De oscillaties hebben een bindende werking. Ze blijven objecten verplaatsen binnen een begrensd gebied.

Voor driedimensionale isotrope sferische omstandigheden hebben de oplossingen de vorm

$$A(r, \theta, \varphi) = \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^l \{ (a_{lm} j_l(kr)) + b_{lm} Y_l^m(\theta, \varphi) \} \quad (17.7.38)$$

Hier zijn  $j_l$  en  $y_l$  de sferische Bessel-functies en  $Y_l^m$  de sferische harmonischen. Deze oplossingen spelen een rol in de spectra van atomaire modules.

Vlakke en sferische golven zijn de eenvoudigere golfoplossingen voor de vergelijking (17.7.33)

$$\psi(\vec{q}, \tau) = \exp \left\{ \vec{n} \left( \langle \vec{k}, \vec{q} - \vec{q}_0 \rangle \right) - \omega\tau + \varphi \right\} \quad (17.7.39)$$

$$\psi(\vec{q}, \tau) = \frac{\exp \left\{ \vec{n} \left( \langle \vec{k}, \vec{q} - \vec{q}_0 \rangle \right) - \omega\tau + \varphi \right\}}{|\vec{q} - \vec{q}_0|} \quad (17.7.40)$$

Een meer algemene oplossing is een superpositie van deze basistypen.

Er bestaan twee tamelijk vergelijkbare homogene tweede-orde partiële differentiaalvergelijkingen. Het zijn de homogene versies van vergelijkingen (17.7.25) en (17.7.30). Vergelijking (17.7.25) heeft sferische schokfrontoplossingen met een spinvector die zich gedraagt als de spin van elementaire deeltjes. Het is duidelijk dat het veld alleen dynamisch reageert wanneer het wordt geactiveerd door

overeenkomstige actuatoren. Pulsen kunnen schokken veroorzaken die na de trigger blijven reizen. Oscillaties van het type (17.7.39) en (17.7.40) moeten worden geactiveerd door periodieke actuatoren.

De inhomogene pulsgeactiveerde vergelijkingen zijn

$$(\nabla_r \nabla_r \pm \langle \vec{\nabla}, \vec{\nabla} \rangle) \psi = 4\pi\delta(\vec{q} - \vec{q}') \theta(\tau \pm \tau') \quad (17.7.41)$$

Zonder de interactie met actuatoren blijven alle trillingen en vervormingen van het veld bezig met verdwijnen totdat het verstoorde veld op een vlak veld lijkt. Alleen een continue stroom actuatoren kan een hardnekkiger vervormd veld genereren. Dit kan geleverd worden door een voortdurende inbedding van de actuatoren in de eigenruimten van operatoren die de dynamische velden archiveren.

#### 17.7.1.2 *Isotrope omstandigheden*

De twee schokfrontoplossingen tonen een interessante eigenschap van de Laplace-operator. In isotrope omstandigheden kan de Poisson-vergelijking worden herschreven als

$$\phi = \langle \vec{\nabla}, \vec{\nabla} \rangle \psi = \left( \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial}{\partial r} \right) \psi = \frac{1}{r} \frac{\partial^2}{\partial r^2} (r\psi) \quad (17.7.42)$$

Het product  $\phi = (r\psi)$  is een oplossing van een eendimensionale vergelijking waarin de variabele  $r$  wordt afgespeeld.

Hetzelfde geldt voor alle differentiaalvergelijkingen die de Laplace-operator  $\langle \vec{\nabla}, \vec{\nabla} \rangle$  bevatten

Sferische oplossingen  $\xi / r$  van de tweede-orde differentiaalvergelijkingen kunnen dus worden verkregen uit de oplossingen  $\xi$  van eendimensionale tweede-orde differentiaalvergelijkingen door  $\xi$  te delen door de afstand  $r$  tot het centrum.

Het lijkt erop dat in isotrope omstandigheden de quaternionische differentiaalrekening kan worden gereduceerd tot een op complexe getallen gebaseerde differentiaalrekening. Dit werkt al op lokale schaal. Als op grotere schaal de isotrope toestand wordt geschonden, moeten de coördinaten van de op complexe getallen gebaseerde abstractie worden aangepast aan de mogelijk vervormde Cartesische coördinaten van het quaternionische platform. Dit is logisch in de aanwezigheid van matige vervormingen van het quaternionische veld. Na aanpassing wordt de map van elke op complexe getallen gebaseerde coördinaatlijn geodetisch.

Deze trucs zijn mogelijk omdat op complexe getallen gebaseerde Hilbertruimten kunnen worden beschouwd als deelruimten van quaternionische Hilbertruimten.

Als de dimensie van de quaternionische Hilbertruimte wordt gereduceerd tot de dimensie van een deelruimte die een op complexe getallen gebaseerde Hilbertruimte bevat, dan kan het belangrijk worden of de geselecteerde richting een polaire hoek of een azimuthhoek omvat. In de wiskunde is het bereik van de poolhoek tweemaal het bereik van de azimuthhoek. In de natuurkunde worden de twee bereiken omgewisseld.

#### 17.7.2 Vergelijkingen van de omsluitingsbalans

Vergelijkingen van de omsluitingsbalans zijn quaternionische integraalvergelijkingen die de balans tussen de binnenkant, de rand en de buitenkant van een omsloten gebied beschrijven.

Deze integrale balansvergelijkingen zijn gebaseerd op het vervangen van de del operator  $\vec{\nabla}$  door een genormeerde vector  $\vec{n}$ . De vector  $\vec{n}$  is naar buiten gericht en staat loodrecht op een lokaal deel van de gesloten grens van het omsloten gebied.

$$\vec{\nabla} \psi \Leftrightarrow \vec{n} \psi \quad (17.7.43)$$

Deze benadering verandert een deel van de differentialecontinuïteitsvergelijking in een overeenkomstige integrale balansvergelijking.

$$\iiint \vec{\nabla} \psi dV = \oiint \vec{n} \psi dS \quad (17.7.44)$$

$\vec{n} dS$  speelt de rol van een differentiaal oppervlak.  $\vec{n}$  staat loodrecht op dat oppervlak.

Dit resultaat valt uiteen in drie delen.

$$\begin{aligned} \vec{\nabla} \psi &= -\langle \vec{\nabla}, \vec{\psi} \rangle + \vec{\nabla} \psi_r \pm \vec{\nabla} \times \vec{\psi} \Leftrightarrow \vec{n} \psi \\ &= -\langle \vec{n}, \vec{\psi} \rangle + \vec{n} \psi_r \pm \vec{n} \times \vec{\psi} \end{aligned} \quad (17.7.45)$$

Het eerste deel betreft de gradiënt van het scalaire deel van het veld

$$\vec{\nabla} \psi_r \Leftrightarrow \vec{n} \psi_r \quad (17.7.46)$$

$$\iiint \vec{\nabla} \psi_r dV = \oiint \vec{n} \psi_r dS \quad (17.7.47)$$

De divergentie wordt behandeld in een integrale balansvergelijking die bekend staat als de stelling van Gauss. De stelling is ook bekend als de divergentiestelling [25].

$$\langle \vec{\nabla}, \vec{\psi} \rangle \Leftrightarrow \langle \vec{n}, \vec{\psi} \rangle \quad (17.7.48)$$

$$\iiint \langle \vec{\nabla}, \vec{\psi} \rangle dV = \oiint \langle \vec{n}, \vec{\psi} \rangle dS \quad (17.7.49)$$

De rotatie wordt behandeld in een overeenkomstige geïntegreerde balansvergelijking

$$\vec{\nabla} \times \vec{\psi} \Leftrightarrow \vec{n} \times \vec{\psi} \quad (17.7.50)$$

$$\iiint \vec{\nabla} \times \vec{\psi} dV = \oiint \vec{n} \times \vec{\psi} dS \quad (17.7.51)$$

Vergelijking (17.7.49) en vergelijking (17.7.51) kunnen worden gecombineerd in de uitgebreide stelling

$$\iiint \vec{\nabla} \cdot \vec{\psi} dV = \oiint \vec{n} \cdot \vec{\psi} dS \quad (17.7.52)$$

De methode is ook van toepassing op andere partiële differentiaalvergelijkingen. Bijvoorbeeld

$$\begin{aligned} \vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{\psi}) &= \vec{\nabla} \langle \vec{\nabla}, \vec{\psi} \rangle - \langle \vec{\nabla}, \vec{\nabla} \rangle \vec{\psi} \Leftrightarrow \vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{\psi}) \\ &= \vec{n} \langle \vec{n}, \vec{\psi} \rangle - \langle \vec{n}, \vec{n} \rangle \vec{\psi} \end{aligned} \quad (17.7.53)$$

$$\begin{aligned} \iiint_V \{ \vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{\psi}) \} dV &= \oiint_S \{ \vec{\nabla} \langle \vec{\nabla}, \vec{\psi} \rangle \} dS - \oiint_S \{ \langle \vec{\nabla}, \vec{\nabla} \rangle \vec{\psi} \} dS \\ & \quad (17.7.54) \end{aligned}$$

Een dimensie minder, bestaat een soortgelijke relatie.

$$\iint_S \langle \vec{\nabla} \times \vec{a}, \vec{n} \rangle dS = \oint_C \langle \vec{a}, d\vec{l} \rangle \quad (17.7.55)$$

Dit staat bekend als de stelling van Stokes [26]

De rotatie kan worden gepresenteerd als een lijnintegraal

$$\langle \vec{\nabla} \times \vec{\psi}, \vec{n} \rangle \equiv \lim_{A \rightarrow 0} \left( \frac{1}{A} \oint_C \langle \vec{\psi}, d\vec{r} \rangle \right) \quad (17.7.56)$$

### 17.7.2.1 Afleiding van fysische wetten

De quaternionische equivalenten van de wet van Ampère zijn [27]

$$\vec{J} \equiv \vec{\nabla} \times \vec{B} = \nabla_r \vec{E} \Leftrightarrow \vec{J} \equiv \vec{n} \times \vec{B} = \nabla_r \vec{E} \quad (17.7.57)$$

$$\iint_S \langle \vec{\nabla} \times \vec{B}, \vec{n} \rangle dS = \oint_C \langle \vec{B}, d\vec{l} \rangle = \iint_S \langle \vec{J} + \nabla_r \vec{E}, \vec{n} \rangle dS \quad (17.7.58)$$

De quaternionische equivalenten van de wet van Faraday zijn [28]:

$$\begin{aligned} \nabla_r \vec{B} = \vec{\nabla} \times (\nabla_r \vec{\psi}) &= -\vec{\nabla} \times \vec{E} \Leftrightarrow \nabla_r \vec{B} = \vec{n} \times (\nabla_r \vec{\psi}) = -\vec{\nabla} \times \vec{E} \\ & \quad (17.7.59) \end{aligned}$$

$$\oint_c \langle \vec{E}, d\vec{l} \rangle = \iint_s \langle \vec{\nabla} \times \vec{E}, \vec{n} \rangle dS = - \iint_s \langle \nabla_r \vec{B}, \vec{n} \rangle dS \quad (17.7.60)$$

$$\vec{J} = \vec{\nabla} \times (\vec{B} - \vec{E}) = \vec{\nabla} \times \vec{\varphi} - \nabla_r \vec{\varphi} = \vec{v} \rho \quad (17.7.61)$$

$$\iint_s \langle \vec{\nabla} \times \vec{\varphi}, \vec{n} \rangle dS = \oint_c \langle \vec{\varphi}, d\vec{l} \rangle = \iint_s \langle \vec{v} \rho + \nabla_r \vec{\varphi}, \vec{n} \rangle dS \quad (17.7.62)$$

De vergelijkingen (17.7.60) en (17.7.62) maken [de afleiding van de Lorentzkracht](#) mogelijk [29].

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\nabla_r \vec{B} \quad (17.7.63)$$

$$\frac{d}{d\tau} \iint_s \langle \vec{B}, \vec{n} \rangle dS = \iint_{s(\tau_0)} \langle \dot{\vec{B}}(\tau_0), \vec{n} \rangle ds + \frac{d}{d\tau} \iint_{s(\tau)} \langle \vec{B}(\tau_0), \vec{n} \rangle ds \quad (17.7.64)$$

De [Leibniz-integraalvergelijking](#) stelt [30]

$$\begin{aligned} & \frac{d}{dt} \iint_{s(\tau)} \langle \vec{X}(\tau_0), \vec{n} \rangle dS \\ &= \iint_{s(\tau_0)} \langle \dot{\vec{X}}(\tau_0) + \langle \vec{\nabla}, \vec{X}(\tau_0) \rangle \vec{v}(\tau_0), \vec{n} \rangle dS - \oint_{c(\tau_0)} \langle \vec{v}(\tau_0) \times \vec{X}(\tau_0), d\vec{l} \rangle \end{aligned} \quad (17.7.65)$$

Met  $\vec{X} = \vec{B}$  en  $\langle \vec{\nabla}, \vec{B} \rangle = 0$  volgt

$$\begin{aligned}
\frac{d\Phi_B}{d\tau} &= \\
\frac{d}{d\tau} \iint_{S(\tau)} \langle \dot{\vec{B}}(\tau), \vec{n} \rangle dS &= \iint_{S(\tau_0)} \langle \vec{B}(\tau_0), \vec{n} \rangle dS - \oint_{C(\tau_0)} \langle \vec{v}(\tau_0) \times \vec{B}(\tau_0), d\vec{l} \rangle \\
&= - \oint_{C(\tau_0)} \langle \vec{E}(\tau_0), d\vec{l} \rangle - \oint_{C(\tau_0)} \langle \vec{v}(\tau_0) \times \vec{B}(\tau_0), d\vec{l} \rangle
\end{aligned}
\tag{17.7.66}$$

De elektromotorische kracht (EMF)  $\varepsilon$  is gelijk aan [31]

$$\begin{aligned}
\varepsilon &= \oint_{C(\tau_0)} \left\langle \frac{\vec{F}(\tau_0)}{q}, d\vec{l} \right\rangle = - \left. \frac{d\Phi_B}{d\tau} \right|_{\tau=\tau_0} \\
&= \oint_{C(\tau_0)} \langle \vec{E}(\tau_0), d\vec{l} \rangle + \oint_{C(\tau_0)} \langle \vec{v}(\tau_0) \times \vec{B}(\tau_0), d\vec{l} \rangle
\end{aligned}
\tag{17.7.67}$$

$$\vec{F} = q\vec{E} + q\vec{v} \times \vec{B}
\tag{17.7.68}$$

### 17.8 Dirac's bra-ket procedure

Paul Dirac introduceerde een handige notatie voor de relatie die bestaat tussen de ingrediënten van een Hilbertruimte. De bra-ket combinatie biedt de mogelijkheid om complexe getallen en quaternionen te gebruiken als superpositiecoëfficiënten. De bra-ket combinatie beperkt de toegepaste getallen tot leden van een associatieve delingsring. Dit vermindert de keuze naar reële getallen, complexe getallen en quaternionen. De bra-ket combinatie selecteert een privé versie van die associatieve delingsring. Als eerste richten we ons op separabele Hilbertruimten. Binnen separabele Hilbertruimten zijn de toegepaste verzamelingen getallen aftelbaar. Met die beperking



verandert de bra-ket-combinatie de onderliggende vectorruimte in een separabele Hilbertruimte.

### 17.8.1 Aftelbare getalsystemen

In separabele Hilbertruimten zijn de toegepaste getallen verzamelingen aftelbaar. Met die beperking verandert de bra-ket-combinatie de onderliggende vectorruimte in een separabele Hilbertruimte.

Door een versie van het getallensysteem te selecteren, wordt de symmetrie van het getalsysteem vastgelegd. In dit gedeelte wordt het geval behandeld dat de Hilbertruimte quaternionen toepast om de waarden van bra-ket-combinaties te specificeren. De notatie van de formules die worden weergegeven, geldt ook voor complexe getallen en reële getallen. De waarden van bra-ket combinaties zullen worden gebruikt in lineaire combinaties van vectoren en als eigenwaarden van operatoren.

Om dit mogelijk te maken, onderscheidt de bra-ket-methode de vectoren van de onderliggende vectorruimte in twee soorten vectoren met verschillende rekenkunde. De twee typen vertegenwoordigen verschillende weergaven van de onderliggende eenvoudige vectorruimte. De ket  $\langle \mathbf{f} |$  is een covariante vector en de bra  $|\mathbf{g}\rangle$  is een contravariante vector. De vectoren  $\mathbf{f}$  en  $\mathbf{g}$  bevinden zich in de onderliggende vectorruimte. De rekenkunde van de ketvectoren verschilt van de rekenkunde van de bra-vectoren. De bra-ket combinatie  $\langle \mathbf{f} | \mathbf{g} \rangle$  heeft een quaternionische waarde. Als de onderliggende vectoren  $\mathbf{f}$  en  $\mathbf{g}$  gelijk zijn, dan kan de bra-ket combinatie fungeren als een [metriek](#). Aangezien het product van quaternionen niet commutatief is, moet voorzichtigheid worden betracht met het formaat van de formules wanneer quaternionen worden toegepast.

### 17.8.1.1 Ket vectoren

De optelling van ketvectoren is commutatief en associatief.

$$|\mathbf{f}\rangle + |\mathbf{g}\rangle = |\mathbf{g}\rangle + |\mathbf{f}\rangle = |\mathbf{f} + \mathbf{g}\rangle \quad (17.8.1)$$

$$(|\mathbf{f} + \mathbf{g}\rangle) + |\mathbf{h}\rangle = |\mathbf{f}\rangle + (|\mathbf{g} + \mathbf{h}\rangle) = |\mathbf{f} + \mathbf{g} + \mathbf{h}\rangle \quad (17.8.2)$$

Samen met quaternionen vormt een verzameling ketvectoren een ketvectorruimte. Ketvectoren zijn covariante vectoren.

Een quaternion  $\alpha$  kan worden gebruikt om een covariante lineaire combinatie met de ket-vector  $|\mathbf{f}\rangle$  te construeren

$$|\alpha\mathbf{f}\rangle = |\mathbf{f}\rangle\alpha \quad (17.8.3)$$

### 17.8.1.2 Bra vectoren

Voor bra vectoren geldt

$$\langle\mathbf{f}| + \langle\mathbf{g}| = \langle\mathbf{g}| + \langle\mathbf{f}| = \langle\mathbf{f} + \mathbf{g}| \quad (17.8.4)$$

$$(\langle\mathbf{f} + \mathbf{g}|) + \langle\mathbf{h}| = \langle\mathbf{f}| + (\langle\mathbf{g} + \mathbf{h}|) = \langle\mathbf{f} + \mathbf{g} + \mathbf{h}| \quad (17.8.5)$$

Bra-vectoren zijn contravariante vectoren.

$$\langle\alpha\mathbf{f}| = \alpha^* \langle\mathbf{f}| \quad (17.8.6)$$

Quaternionen kunnen lineaire combinaties vormen met bra-vectoren.

Een set bra-vectoren vormt de vectorruimte die een adjunct vormt op de vectorruimte van ket-vectoren die de oorsprong van deze afbeeldingen vormen. Als de map de adjunct-ruimte op de oorspronkelijke vectorruimte afbeeldt, kunnen de bra-vectoren worden toegewezen aan de overeenkomstige ket-vector.

### 17.8.1.3 Bra-ket combinatie

Voor de bra-ket combinatie geldt

$$\langle \mathbf{f} | \mathbf{g} \rangle = \langle \mathbf{g} | \mathbf{f} \rangle^* \quad (17.8.7)$$

Voor quaternionische getallen  $\alpha$  en  $\beta$  gelden

$$\langle \alpha \mathbf{f} | \mathbf{g} \rangle = \langle \mathbf{g} | \alpha \mathbf{f} \rangle^* = (\langle \mathbf{g} | \mathbf{f} \rangle \alpha)^* = \alpha^* \langle \mathbf{f} | \mathbf{g} \rangle \quad (17.8.8)$$

$$\langle \mathbf{f} | \beta \mathbf{g} \rangle = \langle \mathbf{f} | \mathbf{g} \rangle \beta \quad (17.8.9)$$

$$\begin{aligned} \langle (\alpha + \beta) \mathbf{f} | \mathbf{g} \rangle &= \alpha^* \langle \mathbf{f} | \mathbf{g} \rangle + \beta^* \langle \mathbf{f} | \mathbf{g} \rangle \\ &= (\alpha + \beta)^* \langle \mathbf{f} | \mathbf{g} \rangle \end{aligned} \quad (17.8.10)$$

Dit komt overeen met (17.8.3) en (17.8.6)

$$\langle \alpha \mathbf{f} | = \alpha^* \langle \mathbf{f} | \quad (17.8.11)$$

$$| \alpha \mathbf{g} \rangle = | \mathbf{g} \rangle \alpha \quad (17.8.12)$$

We hebben een keuze gemaakt. Een andere mogelijkheid zou zijn en

$$\langle \alpha \mathbf{f} | = \alpha \langle \mathbf{f} | \quad | \alpha \mathbf{g} \rangle = | \mathbf{g} \rangle \alpha^*$$

#### 17.8.1.4 Constructie van de operator

$|\mathbf{f}\rangle\langle\mathbf{g}|$  is een geconstrueerde operator.

$$|\mathbf{g}\rangle\langle\mathbf{f}| = (|\mathbf{f}\rangle\langle\mathbf{g}|)^\dagger \quad (17.8.13)$$

Het superfix  $^\dagger$  geeft de adjoint-versie van de operator aan.

Voor de orthonormale basis bestaande uit eigenvectoren  $\{|q_i\rangle\}$  van de referentieoperator, geldt

$$\langle q_n | q_m \rangle = \delta_{nm} \quad (17.8.14)$$

Eigenvectoren behoren tot de onderliggende vectorruimte.

Eigenwaarden behoren tot de natuurlijke parameterruimte die een geselecteerde versie van het toegepaste getsysteem

vertegenwoordigt. De **bra-ket-methode** maakt het mogelijk om nieuwe operatoren te definiëren die worden gedefinieerd door quaternionische functies.

$$\langle \mathbf{g} | F | \mathbf{h} \rangle = \sum_{i=1}^N \{ \langle \mathbf{g} | q_i \rangle F(q_i) \langle q_i | \mathbf{h} \rangle \} \quad (17.8.15)$$

Het symbool  $F$  is zowel voor de operator  $F$  als voor de bemonsterde quaternionische functie  $F(q)$  gebruikt. Dit maakt kortschrift

$$F \equiv |q_i\rangle F(q_i) \langle q_i| \quad (17.8.16)$$

voor operator  $F$  mogelijk. Het is duidelijk dat voor de adjoint operator

$$F^\dagger \equiv |q_i\rangle F^*(q_i) \langle q_i| \quad (17.8.17)$$

Voor **referentie-operator**  $\mathfrak{R}$  geldt

$$\mathfrak{R} = |q_i\rangle q_i \langle q_i| \quad (17.8.18)$$

Als  $\{q_i\}$  bestaat uit alle rationale waarden van de versie van het quaternionische getalsysteem dat de Hilbertruimte  $\mathfrak{H}$  toepast, dan vertegenwoordigt de eigenruimte van  $\mathfrak{R}$  de natuurlijke parameter ruimte van de separabele Hilbertruimte  $\mathfrak{H}$ . Het is ook de parameter ruimte van de functie  $F(q)$  die de natuurlijke operator  $F$  in de formule (17.8.16) definieert. Met deze formule wordt de separabele Hilbertruimte omgezet in een bemonsterde functieruimte.

#### 17.8.1.5 Verwachtingswaarde

Elke bra-vector  $\langle \mathbf{g} |$  kan worden geschreven als een lineaire combinatie van de bra-basisvectoren  $\{ \langle q_i | \}$ .

$$\langle \mathbf{g} | = \sum_{i=1}^N \{ \langle \mathbf{g} | q_i \rangle \langle q_i | \} \quad (17.8.19)$$

Elke ket-vector  $|\mathbf{g}\rangle$  kan worden geschreven als een lineaire combinatie van de ket-basevectoren  $\{|q_i\rangle\}$ .

$$|\mathbf{g}\rangle = \sum_{i=1}^N \{|q_i\rangle\langle q_i|\mathbf{g}\rangle\} \quad (17.8.20)$$

De eigenwaarden worden gearciveerd als een combinatie van een reële waarde en een ruimtelijke waarde. Deze onderdelen bezetten onafhankelijke dimensies. Als de reële delen geordend zijn, vertegenwoordigt de reeks eigenwaarden een doorlopend huppelpad. Als dit doorlopende huppelpad herhaaldelijk dezelfde zwerm van de huppelandingslocatie regeneert, kunnen de huppelandingslocaties worden opgeteld over de regeneratieperiode in de cellen van een dicht ruimtelijk raster. De totale som resulteert in een ruimtelijke centrumlocatie. De sommen in de cellen beschrijven een locatiedichtheidsverdeling. De centrumlocatie fungeert als de te verwachten ruimtelijke waarde van de huppelandingslocaties. Een huppelandingslocatieverdeling beschrijft de huppelandingslocatie zwerm. Als de zwerm een groter aantal locaties beslaat, zal de beschrijving door de locatiedichtheidsverdeling nauwkeuriger zijn. Als de resultaten voor de rastercellen worden bemonsterd over een groter deel van de reële getallen, benadert de beschrijvende locatiedichtheidsverdeling een continue functie.

Dit betekent dat de verdeling  $|\langle \mathbf{g}|\vec{q}_i\rangle|^2 = \langle \mathbf{g}|\vec{q}_i\rangle\langle \vec{q}_i|\mathbf{g}\rangle$  de rol van een huppelandingslocatiedistributie kan aannemen. Hier gebruikten we alleen de ruimtelijke delen van de eigenwaarden.

De verwachte ruimtelijke waarde voor operator  $\mathfrak{R}$  en vector  $\mathbf{g}$  is

$$\langle \mathfrak{R} \rangle_{\mathbf{g}} = \langle \mathbf{g}|\mathfrak{R}|\mathbf{g}\rangle = \sum_{i=1}^N \{\langle \mathbf{g}|\vec{q}_i\rangle\vec{q}_i\langle \vec{q}_i|\mathbf{g}\rangle\} \quad (17.8.21)$$

De verwachtingswaarde speelt zijn rol in een reeks opeenvolgende waarnemingen of gebeurtenissen. Na het ordenen van de tijdstempels van de samples, vertegenwoordigt de reeks samples een doorlopend huppelpad. Als de vector  $\mathbf{g}$  zich richt op een speciale locatie binnen de parameter ruimte van de Hilbertruimte, regeneert het mechanisme dat het lopende huppelpad vormt herhaaldelijk een huppelandingslocatiezwerm die wordt beschreven door een stabiele locatiedichtheidsverdeling. Voor grote aantallen  $N$  van de locatiedichtheidsverdeling nadert  $\langle \mathbf{g} | \vec{q} \rangle \langle \vec{q} | \mathbf{g} \rangle$  een continue functie en kan de verdeling  $\langle \mathbf{g} | \vec{q} \rangle$  worden geïnterpreteerd als een waarschijnlijkheidsamplitude. Het kwadraat van de modulus van deze kansamplitude is een kansdichtheidsverdeling. Wat deze continue functies ongeveer beschrijven zijn discrete verzamelingen. De aanpak past beter als het aantal elementen in de verzameling groter is en er een eis bestaat dat de samenhang van de verzameling groot is. Als bij tijdstip nul de vector  $\mathbf{g}$  gelijk is aan de eigenvector die tot eigenwaarde nul behoort, en de verwachtingswaarde  $\mathbf{g}$  ook gelijk is aan nul, dan zullen de huppelandingslocaties  $\{q_i\}$  de neiging hebben om een tijdje rond het geometrische centrum van de Hilbertruimte te blijven. Als de tendens aanhoudt, zal de vector  $\mathbf{g}$  fungeren als een **unieke toestandsvector** van de Hilbertruimte.

Om de locatiedichtheidsverdeling een statistische betekenis te geven, moet een stochastisch selectieproces actief zijn of zijn geweest. Dat selectieproces wordt vervolgens weergegeven door een voetafdrukvector  $|\mathbf{g}\rangle$  die in de loop van de tijd varieert. Hoe  $|\mathbf{g}\rangle$  varieert in de loop van de tijd wordt gecontroleerd door de karakteristieke functie van het selectieproces. De voetafdrukvector wordt weergegeven door een vector  $\mathbf{g}$  in de onderliggende vectorruimte. De Hilbertruimte kan de levensgeschiedenis van de voetafdrukvector archiveren in de

vorm van een koord van quaternionische eigenwaarden van een speciale voetafdrukoperator.

De toestandsvector van de Hilbertruimte is een speciale voetafdrukvector van de Hilbertruimte. Het is de voetafdrukvector die op elk moment van de tijd de verwachtingswaarde van nul heeft. Bij tijdstip nul is de toestandsvector gelijk aan de eigenvector die tot locatie nul behoort. Dit zegt nog steeds niet alles over de essentie van het vereiste onderliggende stochastische selectiemechanisme. Deze beschrijving verklaart bijvoorbeeld niet de waarde en stabiliteit van het recidiefpercentage van de zwerm van de huppelandingslocatie. Het is niet duidelijk waarom de karakteristieke functie van het stochastische mechanisme stabiel is.

#### 17.8.1.6 Typen operatoren

$I$  wordt gebruikt om de identiteitsoperator aan te geven.

Voor normale operator geldt  $N N^\dagger = N N^\dagger$

De genormeerde eigenvectoren van een normale operator vormen een orthonormale basis van de Hilbertruimte.

Voor unitaire operatoren  $U$  geldt  $U U^\dagger = U^\dagger U = I$

Voor Hermitische operator  $H$  geldt  $H = H^\dagger$

Een normale operator heeft een Hermitisch deel  $N \frac{N + N^\dagger}{2}$  en een

anti-Hermitisch (ruimtelijk) deel  $\frac{N - N^\dagger}{2}$

Voor anti-Hermitische operatoren  $A$  geldt  $A = -A^\dagger$

Een Hermitische operator heeft reële eigenwaarden. Een antihermitische operator heeft ruimtelijke eigenwaarden.

De referentieoperator  $\mathfrak{R}$  is een normale operator.

### 17.8.2 Systemen met ontelbare getallen

Elke oneindig-dimensionale separabele Hilbertruimte bezit een unieke niet-separabele metgezel Hilbertruimte die zijn separabele partner inbedt. De niet-separabele Hilbertruimte maakt operatoren mogelijk die eigenruimten onderhouden die in elke dimensie en elke ruimtelijke richting gesloten verzamelingen van rationale en irrationale eigenwaarden bevatten. Deze eigenruimten zijn ontelbaar en gedragen zich als dynamische kleverige continuüms. Deze continuüms kunnen vibreren, vervormen en uitzetten.

**Gelfand triple** en **Rigged Hilbert space** zijn andere namen voor de algemene niet-separabele Hilbertruimten.

In de niet-separabele Hilbertruimte verandert, voor operatoren met continuüm-eigenruimten, de bra-ket-methode van een sommatie in een integratie.

$$\langle \mathbf{g} | F | \mathbf{h} \rangle \equiv \int \iiint \{ \langle \mathbf{g} | q \rangle F(q) \langle q | \mathbf{h} \rangle \} dV d\tau \quad (17.8.22)$$

Hier hebben we de weergave van subscripts die werden gebruikt in de aftelbare basis van de separabele Hilbertruimte weggelaten. In plaats daarvan past de integratie het infinitesimale  $dV d\tau$  toe dat uit het continuüm in de privé parameterruimte wordt overgenomen.

Het kortschrift voor de operator  $F$  is nu

$$F \equiv |q\rangle F(q) \langle q| \quad (17.8.23)$$

Voor eigenvectoren  $|q\rangle$ , definieert  $F(q)$  de functie als

$$F(q) = \langle q | Fq \rangle = \int \iiint \{ \langle q | q' \rangle F(q') \langle q' | q \rangle \} dV' d\tau' \quad (17.8.24)$$

De functie  $F(q)$  wordt niet langer bemonsterd.



De referentieoperator  $\mathcal{R}$  die de natuurlijke parameterruimte van het continuüm als eigenruimte biedt volgt uit

$$\langle \mathbf{g} | \mathcal{R} \mathbf{h} \rangle \equiv \int \iiint \{ \langle \mathbf{g} | \mathbf{q} \rangle \mathbf{q} \langle \mathbf{q} | \mathbf{h} \rangle \} dV d\tau \quad (17.8.25)$$

Het bijbehorende kortschrift is

$$\mathcal{R} \equiv | \mathbf{q} \rangle \mathbf{q} \langle \mathbf{q} | \quad (17.8.26)$$

De referentieoperator is een speciaal soort gedefinieerde operator. Via de quaternionische functies die gedefinieerde operatoren specificeren, wordt de bewering duidelijk dat elke oneindig-dimensionale separabele Hilbertruimte een unieke compagnon niet-separabele metgezel Hilbertruimte bezit die kan worden beschouwd als zijn separabele metgezel.

De omgekeerde bra-ket-methode combineert Hilbert-ruimteoperatorstechnologie met de quaternionische functietheorie en indirect met de quaternionische differentiaal- en integraalstechnologie.

### 17.8.3 Ruimtelijke verwachtingswaarde

Net als de situatie in de separabele Hilbertruimte wordt een overdekking met een raster van het ruimtelijke deel van de parameterruimte toegepast om over de rastercellen te kunnen integreren. De verwachte ruimtelijke waarde wordt gemiddeld over een deel van het reële deel van de parameterruimte.

In de niet-separabele Hilbertruimte wordt de verwachte ruimtelijke waarde gedefinieerd als een gemiddelde over het ruimtelijke deel van de parameterruimte.

$$\langle \mathfrak{R} \rangle_{\mathbf{g}} = \langle \mathbf{g} | \mathfrak{R} | \mathbf{g} \rangle = \iiint_0 \{ \langle \mathbf{g} | \mathbf{q} \rangle \bar{\mathbf{q}} \langle \mathbf{q} | \mathbf{g} \rangle \} dV \quad (17.8.27)$$

Het reële deel van de parameter ruimte wordt meestal gereduceert tot een enkel tijdstip en de integratie gebeurt over het ruimtelijke deel van de parameter ruimte.

De locatiedichtheidsverdeling is een continue functie met waarden die overeenkomen met locaties in het ruimtelijke deel van de parameter ruimte.

$$|\langle \mathbf{g} | q \rangle|^2 = \langle \mathbf{g} | q \rangle \langle q | \mathbf{g} \rangle \quad (17.8.28)$$

De variabele  $\vec{q}$  kan dus elke waarde zijn in het ruimtelijke deel van de parameter ruimte.

### 17.9 Fourier transformatie

Een cosinusfunctie kan worden gecombineerd met een sinusfunctie die dezelfde frequentie bezit tot een exponentiële functie met een complexe getalwaarde. De imaginaire factor  $i$  behoort tot de richting van diezelfde richtingslijn.

$$\varphi(2\pi xp) = \cos(2\pi xp) + i \sin(2\pi xp) = \exp(i2\pi xp) \quad (17.9.1)$$

Deze som heeft de opmerkelijke eigenschap dat  $p$  lijkt op de partiële differentiale veranderingsoperator voor de richting  $i$  van  $x$

$$i \frac{\delta}{\delta x} \varphi = -2\pi p \varphi \quad (17.9.2)$$

$$i \frac{\delta}{\delta p} \varphi = -2\pi x \varphi \quad (17.9.3)$$

$x$  en  $p$  zijn verwant via een Fouriertransformatie [32].

In deze sectie geven we in de exponenten het ruimtelijke richtingsgetal  $i$  niet met een vectorkap aan. In plaats daarvan gebruiken we de conventie die wordt toegepast in de complex getalversies van de exponentiële functie.

De Fouriertransformatie in een separabele complex-getal-gebaseerde Hilbertruimte wordt gegeven door de relatie tussen  $\psi(x)$  en  $\tilde{\psi}(p_x)$  in de som

$$\psi(x) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left\{ \tilde{\psi}(p_{x,n}) e^{2\pi i p_{x,n} (p_{x,n+1} - p_{x,n})} \right\} \quad (17.9.4)$$

In de limiet waar  $\Delta p_x = (p_{x,n+1} - p_{x,n}) \rightarrow 0$  wordt de som een integraal

$$\psi(x) = \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ \tilde{\psi}(p_x) e^{2\pi i p_x} \right\} dp_x \quad (17.9.5)$$

De omgekeerde Fouriertransformatie loopt als

$$\tilde{\psi}(p_x) = \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ \psi(x) e^{-2\pi i p_x} \right\} dx \quad (17.9.6)$$

In deze formules vertegenwoordigt het symbool  $i$  een genormaliseerd ruimtelijk getal dat deel uitmaakt van een complex getal.  $i$  komt overeen met de ruimtelijke richting die werd gekozen voor het construeren van de op complexe getallen gebaseerde Hilbertruimte.

De functie  $e^{2\pi i p_x}$  is een eigenfunctie van de operator  $\vec{p}_x = \vec{i} \frac{\partial}{\partial x}$  die herkenbaar is als onderdeel van de veranderingsoperator (17.7.3).

$$\vec{i} \frac{\partial}{\partial x} e^{2\pi i p_x} = 2\pi \vec{p}_x e^{2\pi i p_x} \quad (17.9.7)$$

De eigenwaarde  $p_x$  vertegenwoordigt de eigenfunctie en de eigenvector  $\vec{p}_x$  in de veranderingsruimte. In dezelfde zin is de functie  $e^{-2\pi i p_x}$  een eigenfunctie van de positieoperator  $-\vec{i} \frac{\partial}{\partial p_x}$  en correspondeert met de eigenwaarde  $x$  van die operator.

$$-\vec{i} \frac{\partial}{\partial p_x} e^{-2\pi i x p_x} = 2\pi x e^{-2\pi i x p_x} \quad (17.9.8)$$

De eigenwaarde  $x$  vertegenwoordigt de eigenfunctie en de eigenvector  $x$  in de positieruimte.

De Fouriertransformatie van een Dirac deltafunctie is

$$\tilde{\delta}(p_x) = \int_{-\infty}^{\infty} \{ \delta(x) e^{-2\pi i x p_x} \} dx = 1 \quad (17.9.9)$$

De omgekeerde transformatie vertelt

$$\delta(x) = \int_{-\infty}^{\infty} \{ 1 \cdot e^{2\pi i x p_x} \} dp_x \quad (17.9.10)$$

Het getal 1 in de integraal benadrukt dat alle superpositie coëfficiënten op 1 genormeerd zijn.

$$\delta(x-a) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{i(x-a)p_x} dp_x \quad (17.9.11)$$

$$e^{2\pi i p_x a} = \int_{-\infty}^{\infty} \delta(x-a) e^{2\pi i x p_x} dx \quad (17.9.12)$$

De operator  $\vec{p}_x = \vec{i} \frac{\partial}{\partial x}$  wordt vaak de momentumoperator voor de ruimtelijke richting  $\vec{i}$  van de coördinaat  $x$  genoemd.  $\vec{p}$  verschilt van het klassieke momentum dat wordt gedefinieerd als het product van snelheid  $\vec{v}$  en massa  $m$ . Het is belangrijk op te merken dat elke orthonormale basisvector van de positieruimte een superpositie is van ALLE orthonormale basisvectoren van de veranderingsruimte. Verder zijn de normen van de superpositiecoëfficiënten allemaal gelijk. Evenzo is elke orthonormale basisvector van de veranderingsruimte een superpositie van ALLE orthonormale basisvectoren van de positieruimte. De normen van de superpositiecoëfficiënten zijn allemaal

gelijk. Door tussen verschillende bases te springen, wordt de landingsbasisvector dus volledig gerandomiseerd.

Fourier transformeert convolutie van functies in producten van de Fouriertransformaties van de functies.

#### 17.10 Onzekerheidsprincipe

Het onzekerheidsbeginsel stelt

$$\left( \int_{-\infty}^{\infty} (x - x_0)^2 |\psi(x)|^2 dx \right) \left( \int_{-\infty}^{\infty} (p_x - p_{x,0})^2 |\tilde{\psi}(p_x)|^2 dp_x \right) \geq \frac{1}{16\pi^2}$$

(17.10.1)

Voor een Gaussische verdeling geldt het gelijkheidsteken. De Fouriertransformatie van een Gaussische verdeling is weer een Gaussische verdeling die een andere standaarddeviatie heeft.

Als  $\psi(x)$  spreidt, dan krimpt  $\tilde{\psi}(p_x)$  en vice versa.

#### 17.11 Centrum van Invloed van actuatoren

De potentiaal  $V(r)$  beschrijft het effect van een lokale reactie op een werkelijke of virtuele isotrope puntvormige actuator en weerspiegelt het werk dat door een agent moet worden gedaan om een eenheid van de actuatorinvloed van oneindig naar de beschouwde locatie te brengen.

$$V(r) = \theta_p \varepsilon / r \tag{17.11.1}$$

Hier vertegenwoordigt  $\theta_p$  de invloed van een actuator.  $\varepsilon$  zorgt voor aanpassing aan fysische eenheden.  $r$  is de afstand tot de locatie van de puntvormige actuator.

Een zwerm puntvormige feitelijke of virtuele actuatoren die hun potentiaal in de potentiaal van een enkele actuator of virtuele actuator

plaatsen, produceren een potentiaal die van voldoende afstand  $r$  bekeken de volgende vorm heeft

$$V(r) = \Theta \varepsilon / r \quad (17.11.2)$$

Hier vertegenwoordigt  $\Theta$  de actuatorinvloed van de resulterende feitelijke of virtuele actuator.  $r$  is de afstand tot het midden van de actuatorinvloed. Deze formule is geldig bij voldoende grote waarden van  $r$  zodanig dat de zwerm actuatoren kan worden beschouwd als een puntvormig object.

In een coherente zwerm van actuerende objecten  $\theta_i, i=1,2,3,\dots,n$ , elk met statische invloed  $\theta_i$  op locaties  $r_i$ , volgt het centrum van activering  $\vec{R}$  uit

$$\sum_{i=1}^n \theta_i (\vec{r}_i - \vec{R}) = \vec{0} \quad (17.11.3)$$

Dus

$$\vec{R} = \frac{1}{\Theta} \sum_{i=1}^n \theta_i \vec{r}_i \quad (17.11.4)$$

Waar

$$\Theta = \sum_{i=1}^n \theta_i \quad (17.11.5)$$

In het volgende zullen we een ensemble van actuerende objecten die een centrum van activering  $\vec{R}$  bezitten en een vaste gecombineerde actuatie-invloed  $\Theta$  beschouwen als een enkel virtueel actuatieobject dat zich jn  $\vec{R}$  bevindt. De afzonderlijke actuatoren  $\theta_i$  kunnen verschillen omdat, op het moment van optelling, de overeenkomstige invloed gedeeltelijk kan zijn verdwenen.

$\vec{R}$  kan een dynamische locatie zijn. In dat geval moet het ensemble als één geheel bewegen.

#### 17.12 Krachten

De eerste-orde verandering van het quaternionische veld kan worden onderverdeeld in vijf afzonderlijke partiële veranderingen. Sommige van deze onderdelen kunnen elkaar compenseren.

Wiskundig gezien geeft de aanname dat lokaal in de eerste benadering niets in het veld  $\xi$  verandert aan dat de eerste-orde partiële differentiaal  $\nabla \xi$  gelijk aan nul zal zijn.

$$\zeta = \nabla \xi = \nabla_r \xi_r - \langle \vec{\nabla}, \vec{\xi} \rangle + \vec{\nabla} \xi_r + \nabla_r \vec{\xi} \pm \vec{\nabla} \times \vec{\xi} = 0 \quad (17.12.1)$$

Dus

$$\zeta_r = \nabla_r \xi_r - \langle \vec{\nabla}, \vec{\xi} \rangle = 0 \quad (17.12.2)$$

$$\vec{\zeta} = \vec{\nabla} \xi_r + \nabla_r \vec{\xi} \pm \vec{\nabla} \times \vec{\xi} = 0 \quad (17.12.3)$$

Deze formules kunnen onafhankelijk van elkaar worden geïnterpreteerd. Bijvoorbeeld, volgens de vergelijking (17.12.2), kan de variatie in tijd van  $\xi_r$  de divergentie van  $\vec{\xi}$  compenseren. De voorwaarden die nog in aanmerking komen voor verandering moeten samen gelijk zijn aan nul. Voor ons doel wordt verwacht dat de rotatie  $\vec{\nabla} \times \vec{\xi}$  van het ruimtelijke veld  $\vec{\xi}$  nul is. De resulterende termen van de vergelijking (17.12.3) zijn

$$\nabla_r \vec{\xi} + \vec{\nabla} \xi_r = 0 \quad (17.12.4)$$

In de volgende tekst speelt  $\vec{\xi}$  de rol van het ruimtelijke veld en speelt  $\xi_r$  de rol van de scalaire potentiaal van het beschouwde object. Het ruimtelijke deel vormt de uniforme bewegingssnelheid van de zwevende groep van beïnvloede objecten. Het belangrijkste kenmerk

van dit veld is dat het probeert zijn algehele verandering op nul te houden. De auteur noemt  $\xi$  het **conservatieveld**.

Op grote afstand  $r$  benaderen we deze potentiaal met behulp van de formule

$$\zeta_r(r) \approx \frac{\Theta \mathcal{E}}{r} \quad (17.12.5)$$

Het nieuwe kunstmatige veld  $\xi = \left\{ \frac{\Theta \mathcal{E}}{r}, \vec{v} \right\}$  beschouwt een enkel uniform bewegend beïnvloed object of een reeks beïnvloede objecten die uniform bewegen als een normale situatie. Het is een combinatie van een scalaire potentiaal  $\frac{\Theta \mathcal{E}}{r}$  en snelheid  $\vec{v}$ . Deze bewegingssnelheid is de relatieve snelheid tussen het zwevende platform en het achtergrondplatform. Bij evenwicht is deze snelheid uniform.

Als de gradiënt van  $\frac{\Theta \mathcal{E}}{r}$  van nul verschilt, probeert het kunstmatige veld  $\left\{ \frac{\Theta \mathcal{E}}{r}, \vec{v} \right\}$  dit tegen te gaan door het veld  $\vec{v}$  te veranderen in een veld  $\vec{a}$  van versnelde objecten.

$$\vec{a} = \dot{\vec{v}} = -\vec{\nabla} \left( \frac{\Theta \mathcal{E}}{r} \right) = \frac{\Theta \mathcal{E} \vec{r}}{|\vec{r}|^3} \quad (17.12.6)$$

Omgekeerd werkt het versnelde ruimtelijke veld  $\vec{a}$  op actuatorinvloeden  $\frac{\Theta \mathcal{E}}{r}$  die in zijn omgeving verschijnen door een gradiënt op deze potentiaal te drukken.

Dus als twee gelijkmatig bewegende actuatoren  $\Theta_1$  en  $\Theta_2$  invloed hebben en in elkaars buurt bestaan, dan zal elke verstoring van het evenwicht de kracht  $\vec{F}$  veroorzaken



$$\vec{F}(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) = \Theta_1 \vec{a} = \frac{\varepsilon \Theta_1 \Theta_2 (\vec{r}_1 - \vec{r}_2)}{|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|^3} = \frac{\varepsilon \Theta_1 \Theta (\vec{r}_1 - \vec{r}_2)}{|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|^3} \quad (17.12.7)$$

De beïnvloede objecten bezitten massa en kunnen elektrische lading bezitten. Elektrische ladingen hebben alleen invloed op elektrische ladingen. Massieve actuatoren beïnvloeden alleen massieve objecten.

### 17.13 Vervormingspotentialen

We beschouwen de vervormingspotentiaal op oneindig als nul. De vervormingspotentiaal op een beschouwde locatie is gelijk aan het werk (overgedragen energie) per massa-eenheid dat nodig zou zijn om een object van oneindig naar die locatie te verplaatsen. Isotrope pulsen die het inbeddingsveld vervormen, introduceren een extra complicatie omdat de pulsrespons een schokfront is dat snel vervaagt. Daarom onderzoeken we dit soort potentiaal opnieuw.

#### 17.13.1 Centrum van vervorming

Als de actuator een reactie is op een isotrope puls, dan beschrijft de vervormingspotentiaal  $V(r)$  het effect van een lokale reactie op een isotrope puntvormige actuator en weerspiegelt het werk dat door een agent moet worden gedaan om een eenheid hoeveelheid van het geïnjecteerde spul van oneindig terug te brengen naar de overwogen locatie.

$$V(r) = m_p G / r \quad (17.13.1)$$

Hier staat  $m_p$  voor de massa die overeenkomt met de volledige pulsrespons.  $G$  zorgt voor aanpassing aan fysische eenheden.  $r$  is de afstand tot de locatie van de puls. De pulsrespons is een sferisch schokfront.

Een stroom van deze vervormende actuatoren regeneert herhaaldelijk een coherente zwerm van inbeddingslocaties in het

dynamische universumveld. Van voldoende afstand  $r$  bekeken genereert die zwerm een potentiaal

$$V(r) = MG / r \quad (17.13.2)$$

Hier vertegenwoordigt  $M$  de massa die overeenkomt met de beschouwde zwerm van pulsreacties.  $r$  is de afstand tot het centrum van de vervorming. Deze formule is geldig bij voldoende grote waarden van  $r$  zodanig dat de hele zwerm als een puntvormig object kan worden beschouwd.

In een coherente zwerm massieve objecten  $p_i, i = 1, 2, 3, \dots, n$ , elk met statische massa  $m_i$  op locaties  $r_i$ , volgt het massamiddelpunt  $\vec{R}$  uit

$$\sum_{i=1}^n m_i (\vec{r}_i - \vec{R}) = \vec{0} \quad (17.13.3)$$

Dus

$$\vec{R} = \frac{1}{M} \sum_{i=1}^n m_i \vec{r}_i \quad (17.13.4)$$

Waar

$$M = \sum_{i=1}^n m_i \quad (17.13.5)$$

In het volgende zullen we een ensemble van massieve objecten beschouwen die een massacentrum  $\vec{R}$  bezitten en een vaste gecombineerde massa  $M$  een enkel massief object dat zich in  $\vec{R}$  bevindt. De afzonderlijke massa's  $m_i$  kunnen verschillen omdat, op het moment van optellen, de overeenkomstige vervorming gedeeltelijk kan zijn verdwenen.

$\vec{R}$  kan een dynamische locatie zijn. In dat geval moet het ensemble als één geheel bewegen. Het probleem met de verhandeling in deze

paragraaf is dat in de fysische werkelijkheid geen puntvormige objecten bestaan die een statische massa bezitten. Er bestaan alleen pulsreacties die het veld tijdelijk vervormen. Met uitzondering van zwarte gaten vormen deze pulsreacties alle massieve objecten die in het universum bestaan.

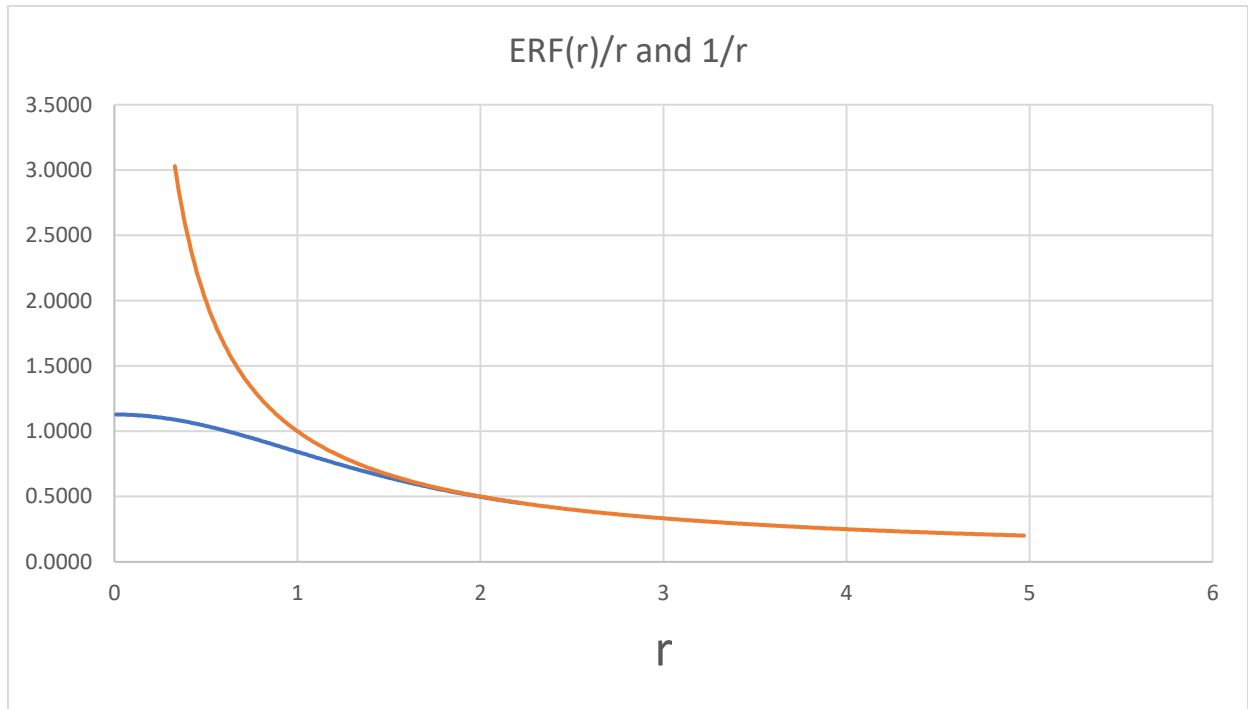
#### 17.14 Verdeling van de pulslocatiedichtheid

Het is onjuist om een pulslocatiedichtheidsverdeling te behandelen als een verzameling puntvormige massa's zoals wordt gedaan in formules (17.13.3) en (17.13.4). In plaats daarvan volgt de vervormingspotentiaal uit de convolutie van de locatiedichtheidsverdeling en de functie van Green. Deze berekening is nog steeds niet correct, omdat het exacte resultaat afhangt van het feit dat de vervorming die te wijten is aan een pulsrespons die snel vervaagt en het resultaat ook afhangt van de dichtheid van de verdeling. Als deze effecten kunnen worden genegeerd, zou de resulterende vervormingspotentiaal van een Gaussische dichtheidsverdeling worden gegeven door

$$g(r) \approx GM \frac{ERF(r)}{r} \quad (17.14.1)$$

Hierin is  $ERF(r)$  de bekende foutfunctie. Hier is de vervormingspotentiaal een perfect gladde functie die op enige afstand van het centrum gelijk is aan de geschatte vervormingspotentiaal die hierboven in de vergelijking (17.13.2) werd beschreven. Zoals hierboven aangegeven, biedt de convolutie alleen een benadering omdat deze berekening geen rekening houdt met de invloed van de dichtheid van de zwerm, en het compenseert niet voor het feit dat de vervorming door de individuele pulsreacties snel vervaagt. Het exacte resultaat hangt dus af van de duur van de herhalingscyclus van de zwerm.

In het voorbeeld passen we een genormaliseerde locatiedichtheidsverdeling toe, maar de werkelijke locatiedichtheidsverdeling kan een hogere amplitude hebben.



Dit zou kunnen verklaren waarom sommige elementaire moduletypen in meerdere generaties bestaan. Deze generaties lijken hun eigen massa te hebben. Elementaire fermionen bestaan bijvoorbeeld in drie generaties. De twee meer massieve generaties krijgen meestal de naam muon of tau-generatie.

Dit zou ook kunnen verklaren waarom verschillende elementaire deeltjestypen van de eerste generatie verschillende massa's vertonen. Vanwege de convolutie en de samenhang van de locatiedichtheidsverdeling vertoont de blauwe curve geen enkel teken van de singulariteit die is vervat in de rode curve, die de functie van het Green laat zien.

In de fysische werkelijkheid bestaat er geen puntvormig statisch massaobject. De belangrijkste les van dit onderzoek is dat ver van het

vervormingscentrum van de verdeling de vervorming van het veld wordt gekenmerkt door de hier getoonde vereenvoudigde vorm van de vervormingspotentiaal.

$$\phi(r) \approx \frac{GM}{r} \quad (17.14.2)$$

**Waarschuwing:** Deze vereenvoudigde formule deelt zijn vorm met de functie van Green van het vervormde veld. Dit betekent niet dat de functie van Green een massa bezit die gelijk is aan  $M_G = \frac{1}{G}$ . De functies delen alleen de vorm van hun staart.

#### 17.15 Rustmassa

De zwakte in de definitie van de vervormingspotentiaal is de definitie van de eenheid van massa en het feit dat schokfronten met een vaste eindige snelheid bewegen. De definitie van de vervormingspotentiaal werkt dus alleen goed als de geometrische centrumlocatie van de zwerm geïnjecteerde bolpulsen in rust is in het aangegrepen inbeddingsveld. Het gevolg is dat de massa die volgt uit de definitie van de vervormingspotentiaal de **restmassa** is van de beschouwde zwerm. We zullen de massa die wordt gecorrigeerd voor de beweging van de waarnemer ten opzichte van de waargenomen scène de **traagheidsmassa** noemen.

#### 17.16 Waarnemer

De geïnspecteerde locatie is de locatie van een hypothetisch testobject dat een hoeveelheid massa bezit. Het kan een elementair deeltje of een conglomeraat van dergelijke deeltjes vertegenwoordigen. Deze locatie is de doellocatie in het inbeddingsveld. Het inbeddingsveld wordt verondersteld te worden vervormd door de ingebedde objecten.

Waarnemers hebben toegang tot informatie die wordt opgehaald van opslaglocaties die voor hen een historische tijdstempel hebben. Die

informatie wordt via het dynamische universumveld naar hen overgebracht. Dit dynamische veld bedt zowel de waarnemer als de waargenomen gebeurtenis in. De dynamische geometrische gegevens van puntvormige objecten worden gearhiveerd in Euclidisch formaat als een combinatie van een tijdstempel en een driedimensionale ruimtelijke locatie. Het inbeddingsveld is van invloed op het formaat van de overgedragen informatie. De waarnemers nemen waar in ruimtetijdformaat. Een hyperbolische [Lorentztransformatie](#) zet de Euclidische coördinaten van de achtergrondparameter ruimte om in de ruimtetijdcoördinaten die door de waarnemer worden waargenomen. Het inbeddingsveld kan worden vervormd. Dit heeft ook invloed op de overgedragen informatie. Fotonen volgen geodeten in het inbeddingsveld [32].

#### 17.16.1 Lorentz transformatie

In dynamische velden bewegen schokfronten met snelheid  $c$ . In de quaternionische setting is deze snelheid gelijk aan 1.

$$x^2 + y^2 + z^2 = c^2 \tau^2 \quad (17.16.1)$$

In vlakke dynamische velden bewegen zwermen triggers van sferische pulsreacties met lagere snelheid  $v$ .

Voor de geometrische centra van deze zwermen geldt nog steeds:

$$x^2 + y^2 + z^2 - c^2 \tau^2 = x'^2 + y'^2 + z'^2 - c^2 \tau'^2 \quad (17.16.2)$$

Als de locaties  $\{x, y, z\}$  en  $\{x', y', z'\}$  bewegen met uniforme relatieve snelheid  $v$ , dan

$$ct' = ct \cosh(\omega) - x \sinh(\omega) \quad (17.16.3)$$

$$x' = x \cosh(\omega) - ct \sinh(\omega) \quad (17.16.4)$$

$$\cosh(\omega) = \frac{\exp(\omega) + \exp(-\omega)}{2} = \frac{c}{\sqrt{c^2 - v^2}} \quad (17.16.5)$$

$$\sinh(\omega) = \frac{\exp(\omega) - \exp(-\omega)}{2} = \frac{v}{\sqrt{c^2 - v^2}} \quad (17.16.6)$$

$$\cosh(\omega)^2 - \sinh(\omega)^2 = 1 \quad (17.16.7)$$

Dit is een hyperbolische transformatie die twee coördinatensystemen met elkaar verbindt, die bekend staat als een [Lorentz-boost](#).

Deze transformatie kan betrekking hebben op twee platforms  $P$  en  $P'$  waarop zwermen zich bevinden en die met uniforme relatieve snelheid bewegen.

Het kan echter ook gaan om de opslaglocatie  $P$  die een tijdstempel  $\tau$  en ruimtelijke locatie  $\{x, y, z\}$  en platform  $P'$  bevat met coördinatentijd  $t'$  en locatie  $\{x', y', z'\}$ .

Op deze manier relateert de hyperbolische transformatie twee platforms die met uniforme relatieve snelheid bewegen. Een daarvan kan een zwevende Hilbertruimte zijn waarop de waarnemer verblijft. Of het kan een cluster van dergelijke platforms zijn die zich aan elkaar vastklampen en als één eenheid bewegen. De andere kan het achtergrondplatform zijn waarop het inbeddingsproces het beeld van de voetafdruk produceert.

De Lorentztransformatie zet een Euclidisch coördinatenstelsel bestaande uit een locatie  $\{x, y, z\}$  en de echte tijdstempels  $\tau$  om in het waargenomen coördinatenstelsel  $\{x', y', z', ct'\}$  dat bestaat uit de ruimtetijdcoördinaten waarin  $t'$  de rol van coördinaattijd speelt. De

uniforme snelheid  $v$  veroorzaakt tijddilatatie  $\Delta t' = \frac{\Delta \tau}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$  en

lengtecontractie  $\Delta L' = \Delta L \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$ .

#### 17.16.2 Minkowski metriek

De ruimtetijd wordt geregeerd door de Minkowski-metriek.

In vlakke veldomstandigheden wordt de echte tijd  $\tau$  gedefinieerd door

$$\tau = \pm \frac{\sqrt{c^2 t^2 - x^2 - y^2 - z^2}}{c} \quad (17.16.8)$$

En in vervormde velden, nog steeds via

$$ds^2 = c^2 d\tau^2 = c^2 dt^2 - dx^2 - dy^2 - dz^2 \quad (17.16.9)$$

Hier is  $ds$  het ruimtetijdinterval en is  $d\tau$  het echte tijdsinterval.  $dt$  is het coördinaattijdsinterval

#### 17.16.3 Schwarzschild metriek

Poolcoördinaten zetten de Minkowski-metriek om in de Schwarzschild-metriek. Het juiste tijdsinterval gehoorzaamt  $d\tau$

$$c^2 d\tau^2 = \left(1 - \frac{r_s}{r}\right) c^2 dt^2 - \left(1 - \frac{r_s}{r}\right)^{-1} dr^2 - r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2) \quad (17.16.10)$$

Onder zuivere isotrope omstandigheden verdwijnt de laatste term aan de rechterkant.

Volgens de reguliere natuurkunde staat het symbool  $r_s$  in de omgeving van een zwart gat voor de Schwarzschildradius

$$r_s = \frac{2GM}{c^2} \quad (17.16.11)$$



De variabele  $r$  is gelijk aan de afstand tot het massamiddelpunt van het massieve object met massa  $M$ .

Het Hilbert Book-model vindt een andere waarde voor de grens van een bolvormig zwart gat. Die straal is een factor twee kleiner.

#### 17.16.4 Waarnemingshorizon

De vervormingspotentiaalenergie  $U(r)$

$$U(r) = \frac{mMG}{r} \quad (17.16.12)$$

aan de waarnemingshorizon  $r = r_{eh}$  van een zwart gat wordt verondersteld gelijk te zijn aan het massa-energie-equivalent van een object dat eenheidsmassa  $m = 1$  heeft en door een agent van oneindig naar die waarnemingshorizon wordt gebracht. Donkere energieobjecten zijn energiepakketten in de vorm van eendimensionale schokfronten die in aanmerking komen voor deze rol. Fotonen zijn reeksen van gelijkwaardige exemplaren van deze energiepakketten. Het energie-equivalent van de eenheidsmassaobjecten is

$$E = mc^2 = \frac{mMG}{r_{eh}} \quad (17.16.13)$$

Of

$$r_{eh} = \frac{MG}{c^2} \quad (17.16.14)$$

Aan de waarnemingshorizon wordt alle energie van het donkere energieobject verbruikt om de vervormingspotentiële energie op die locatie te compenseren. Geen veldexcitatie en met name geen schokfront kan de waarnemingshorizon passeren. In de vergelijking (17.16.13) zou de massa  $m$  van het testobject kunnen zijn vervangen

door de massa  $m_s$  van het sferische schokfront dat het donkere materieobject vertegenwoordigt of door de massa  $m_e$  van een elektron. In het geval van  $m_s$  is de equivalente energie de energie van een donkere energie object dat wordt weergegeven door een eendimensionaal schokfront. In het geval van  $m_e$  is de equivalente energie de energie van het vernietigings of creatie foton van het elektron. De vernietigings- en scheppingsfotonen hebben dezelfde duur en bevatten hetzelfde aantal schokfronten. Dat getal is hetzelfde als het aantal sferische schokfronten in de voetafdruk van het elektron. De waarnemingshorizon lijkt alle veldexcitatie te blokkeren. Dit betekent dat het beeld van de zwevende separabele Hilbertruimte die het elektron vertegenwoordigt, de waarnemingshorizon niet kan passeren. Er wordt gepostuleerd dat dit geldt voor alle zwevende Hilbertruimten die in het systeem voorkomen.

17.16.5 Tijddilatatie en lengtecontractie

Tijddilatatie wordt gedefinieerd door

$$\Delta t = \gamma \Delta \tau = \frac{\Delta \tau}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (17.16.15)$$

Een kloktik  $\Delta t$  van een coördinatentijd klok is korter dan de kloktik  $\Delta \tau$  van een echte-tijd klok. Dat is de tijd klok in de vrije ruimte. In een zwaartekracht potentiaal is de relatie

$$\Delta t = \frac{\Delta \tau}{\sqrt{1 - \frac{MG}{rc^2}}} = \frac{\Delta \tau}{\sqrt{1 - \frac{v_e^2}{rc^2}}} \quad (17.16.16)$$

Hier is  $v_e$  de ontsnappings snelheid [34].

Lengtecontractie wordt gedefinieerd door

$$\Delta L = \frac{\Delta L_o}{\gamma} = \Delta L_o \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} \quad (17.16.17)$$

In een zwaartekrachtspotentialiaal is de relatie

$$\Delta L = \Delta L_o \sqrt{1 - \frac{MG}{rc^2}} = \Delta L_o \sqrt{1 - \frac{v_e^2}{rc^2}} \quad (17.16.18)$$

Hier is  $L_o$  de lengte in de vrije ruimte.

### 17.17 Traagheidsmassa

De Lorentztransformatie geeft ook de transformatie van de rustmassa tot de massa die relevant is wanneer het inbeddingsveld met uniforme snelheid  $\vec{v}$  ten opzichte van het zwevende platform van het waargenomen object beweegt.

In dat geval heeft de traagheidsmassa  $M$  betrekking op de testmassa  $M_o$  als

$$M = \gamma M_o = \frac{M_o}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (17.17.1)$$

Dit geeft aan dat de formule (17.13.2) voor de vervormingspotentialiaal op afstand  $r$  moet worden gewijzigd in

$$V(r) = \frac{M_o G}{r \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (17.17.2)$$

### 17.18 Traagheid

De relatie tussen traagheid en massa is gecompliceerd. We passen een kunstmatig veld toe dat zich verzet tegen de verandering ervan. De voorwaarde dat voor elk type massief object de vervormingspotentialiaal

een statische functie is, en de voorwaarde dat in de vrije ruimte het massieve object uniform beweegt betekenen dat traagheid de dynamiek van de situatie regeert. Deze omstandigheden definiëren een kunstmatig quaternionische veld dat weerstand biedt aan verandering. Het scalaire deel van het kunstmatige veld wordt weergegeven door de vervormingspotentiaal en de uniforme snelheid van het massieve object vertegenwoordigt het ruimtelijke deel van het veld.

De eerste-orde verandering van het quaternionische veld kan worden onderverdeeld in vijf afzonderlijke partiële veranderingen. Sommige van deze onderdelen kunnen elkaar compenseren.

Wiskundig gezien geeft de stelling dat in de eerste benadering niets in het veld  $\xi$  verandert aan dat lokaal het eerste-orde partiële differentiaal  $\nabla\xi$  gelijk zal zijn aan nul.

$$\zeta = \nabla\xi = \nabla_r\xi_r - \langle \vec{\nabla}, \vec{\xi} \rangle + \vec{\nabla}\xi_r + \nabla_r\vec{\xi} \pm \vec{\nabla} \times \vec{\xi} = 0 \quad (17.18.1)$$

Dus

$$\zeta_r = \nabla_r\xi_r - \langle \vec{\nabla}, \vec{\xi} \rangle = 0 \quad (17.18.2)$$

$$\vec{\zeta} = \vec{\nabla}\xi_r + \nabla_r\vec{\xi} \pm \vec{\nabla} \times \vec{\xi} = 0 \quad (17.18.3)$$

Deze formules kunnen onafhankelijk van elkaar worden geïnterpreteerd. Bijvoorbeeld, volgens de vergelijking (17.18.2), kan de variatie in tijd van  $\xi_r$  de divergentie van  $\vec{\xi}$  compenseren. De voorwaarden die nog in aanmerking komen voor verandering moeten samen gelijk zijn aan nul. Voor ons doel wordt verwacht dat de rotatie  $\vec{\nabla} \times \vec{\xi}$  van het ruimtelijke veld  $\vec{\xi}$  nul is. De resulterende termen van de vergelijking (17.18.3) zijn

$$\nabla_r\vec{\xi} + \vec{\nabla}\xi_r = 0 \quad (17.18.4)$$

In de volgende tekst speelt  $\vec{\xi}$  de rol van het ruimtelijke veld en speelt  $\xi_r$  de rol van de scalaire vervormingspotentialiaal van het beschouwde object. Voor elementaire modules betreft dit speciale veld het effect van de huppelandslocatie zwerm die zich op het zwevende platform bevindt op zijn afbeelding in het inbeddingsveld. Het weerspiegelt de activiteit van het stochastische proces en de uniforme beweging van het geometrische centrum van het zwevende platform over het inbeddingsveld in het achtergrondplatform. Het wordt gekenmerkt door een massawaarde en door de uniforme snelheid van het zwevende platform met betrekking tot het achtergrondplatform. Het reële (scalaire) deel conformeert zich aan de vervorming die het stochastische proces veroorzaakt. Het ruimtelijke deel conformeert zich aan de bewegingssnelheid van het drijvende platform. Het belangrijkste kenmerk van dit veld is dat het probeert zijn algehele verandering op nul te houden. De auteur noemt  $\xi$  het **conservatieveld**.

Op grote afstand  $r$  benaderen we deze potentialiaal met behulp van de formule

$$\zeta_r(r) \approx \frac{GM}{r} \quad (17.18.5)$$

Hier is  $M$  de traagheidsmassa van het object die de vervorming veroorzaakt. Het nieuwe kunstveld  $\xi = \left\{ \frac{GM}{r}, \vec{v} \right\}$  beschouwt een gelijkmatig bewegende massa als een normale situatie. Het is een combinatie van scalair potentialiaal  $\frac{GM}{r}$  snelheid  $\vec{v}$ . Deze bewegingssnelheid is de relatieve snelheid tussen het zwevende platform en het achtergrondplatform. In rust is deze snelheid uniform.

Als dit object versnelt, probeert het nieuwe veld  $\left\{ \frac{GM}{r}, \vec{v} \right\}$  de verandering van het ruimtelijke veld  $\vec{v}$  tegen te gaan door dit te compenseren met een equivalente verandering van het scalaire deel  $\frac{GM}{r}$  van het nieuwe veld  $\xi$ . Volgens de vergelijking (17.18.4) is deze equivalente verandering de gradiënt van het reële deel van het veld.

$$\vec{a} = \dot{\vec{v}} = -\vec{\nabla} \left( \frac{GM}{r} \right) = \frac{GM \vec{r}}{|\vec{r}|^3} \quad (17.18.6)$$

Dit gegenereerde ruimtelijke veld werkt in op massa's die in zijn omgeving verschijnen.

Dus als er twee uniform bewegende massa's  $m$  en  $M$  in elkaars buurt bestaan, dan zal elke verstoring van de situatie de vervormingskracht  $F$  veroorzaken

$$\vec{F}(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) = m_0 \vec{a} = \frac{Gm_0 M (\vec{r}_1 - \vec{r}_2)}{|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|^3} = \gamma \frac{Gm_0 M_0 (\vec{r}_1 - \vec{r}_2)}{|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|^3} \quad (17.18.7)$$

Hier is  $M = \gamma M_0$  de traagheidsmassa van het object die de vervorming veroorzaakt.  $m_0$  is de rustmassa van de waarnemer.

De traagheidsmassa  $M$  relateert aan zijn rustmassa  $M_0$  als

$$M = \gamma M_0 = \frac{M_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (17.18.8)$$

Deze formule geldt voor alle elementaire deeltjes behalve quarks.

Het probleem met quarks is dat deze deeltjes geen isotroop symmetrieverSCHIL opleveren. Ze moeten eerst combineren tot hadronen om een isotroop symmetrieverSCHIL te kunnen genereren. Dit fenomeen staat bekend als **kleuropsluiting**.

### 17.19 Impuls

In de formule (17.18.7) die betrekking heeft op krachten tussen massas kan de factor  $\gamma$  die corrigeert voor de relatieve snelheid worden gekoppeld aan  $m_0$  of aan  $M_0$

$$\vec{F}(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) = \gamma \frac{Gm_0M_0(\vec{r}_1 - \vec{r}_2)}{|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|^3} \quad (17.19.1)$$

De kracht heeft betrekking op de temporele verandering van de impulsvector  $\vec{P}$  van de waarnemer

$$\vec{F} = \dot{\vec{P}} = \frac{d\vec{P}}{dt} \quad (17.19.2)$$

De impulsvector  $\vec{P}$  maakt deel uit van een quaternionische impuls  $P$ . De impuls hangt af van de relatieve snelheid van het bewegende object dat de vervorming veroorzaakt die de massa definieert. De snelheid wordt bepaald ten opzichte van het veld dat het object inbedt en dat door het onderzochte object wordt vervormd. Voor vrije elementaire deeltjes is de snelheid gelijk aan de zwevende snelheid van het platform waarop het deeltje zich bevindt.

$$P = P_r + \vec{P} \quad (17.19.3)$$

$$\|P\|^2 = P_r^2 + \|\vec{P}\|^2 \quad (17.19.4)$$

$$\vec{P} = \gamma m_0 \vec{v} \quad (17.19.5)$$

$$\|\vec{P}\|^2 = \gamma^2 m_0^2 \|\vec{v}\|^2 \quad (17.19.6)$$

$$\|P\|^2 = \gamma^2 m_0^2 c^2 = P_r^2 + \gamma^2 m_0^2 \|\vec{v}\|^2 \quad (17.19.7)$$

$$\|P\| = \gamma m_0 c = E / c \quad (17.19.8)$$

$$E = \gamma m_0 c^2 \quad (17.19.9)$$

$$\begin{aligned} P_r^2 &= \gamma^2 m_0^2 c^2 - \gamma^2 m_0^2 \|\vec{v}\|^2 \\ &= \gamma^2 m_0^2 (c^2 - \|\vec{v}\|^2) = \gamma^2 m_0^2 c^2 \left(1 - \left\|\frac{\vec{v}}{c}\right\|^2\right) = m_0^2 c^2 \end{aligned} \quad (17.19.10)$$

$$P_r = m_0 c = \frac{E}{\gamma c} \quad (17.19.11)$$

$$\|\vec{P}\| = \gamma m_0 \|\vec{v}\| \quad (17.19.12)$$

$$P = P_r + \vec{P} = m_0 c + \gamma m_0 \vec{v} = \frac{E}{\gamma c} + \gamma m_0 \vec{v} \quad (17.19.13)$$

Als  $\vec{v} = \vec{0}$  dan is  $\vec{P} = \vec{0}$  en  $\|P\| = P = P_r = m_0 c$

Hier gaat het om Einsteins beroemde massa-energie-equivalentie.

$$E = \gamma m_0 c^2 = m c^2 \quad (17.19.14)$$

De verstoring door de voortdurende uitbreiding van het inbeddingsveld volstaat om de vervormingskracht in werking te stellen. De beschrijving geldt ook wanneer het veld  $\xi$  een conglomeraat van platforms beschrijft en  $M$  de massa van het conglomeraat vertegenwoordigt.

Het kunstmatige veld  $\xi$  vertegenwoordigt de gewoonten van het onderliggende model dat zorgt voor de constantheid van het vervormingspotentiaal en het uniforme zweven van de beschouwde massieve objecten in de vrije ruimte.

Traagheid zorgt ervoor dat het derde-orde differentiaal (de derde-orde verandering) van het vervormde veld wordt geminimaliseerd. Het doet



dat door de snelheid van de platforms waarop de massieve objecten zich bevinden te variëren.

Traagheid is voornamelijk gebaseerd op de definitie van massa die van toepassing is op het gebied buiten de bol waar de vervormingspotentiaal zich gedraagt als de functie van het veld van de

Green. Daar is de formule  $\xi_r = \frac{GM}{r}$  van toepassing. Verder is het gebaseerd op de intentie van modules om de vervormingspotentiaal binnen de genoemde bol constant te houden. Dat geldt tenminste wanneer dit potentiaal wordt gemiddeld over de regeneratieperiode. In dat geval is de totale verandering  $\nabla \xi$  in het conserveringsveld  $\xi$  gelijk aan nul. Vervolgens veronderstelt de definitie van het conserveringsveld dat de zwerm die de vervorming veroorzaakt, als één eenheid beweegt. Verder wordt het feit gebruikt dat de oplossingen van de homogene tweede-orde partiële differentiaalvergelijking in nieuwe oplossingen van diezelfde vergelijking kunnen worden samengebracht.

De populaire schets waarin de vervorming van onze leefruimte wordt gepresenteerd door gladde dips is duidelijk onjuist. Het verhaal dat in dit document wordt weergegeven, toont de vervormingen als lokale uitbreidingen van het veld, dat het universum vertegenwoordigt. In beide schetsen verlengen de vervormingen het informatiepad, maar geen van de schetsen verklaart waarom twee massa's elkaar aantrekken. De bovenstaande verklaring ligt in de gewoonte van het stochastische proces om periodiek hetzelfde tijdsgemiddelde van de vervormingspotentiaal te regenereren, zelfs wanneer dat gemiddelde potentiaal uniform beweegt. Zonder de beschreven gewoonte van de stochastische processen zou traagheid niet bestaan.

Het toegepaste kunstveld verklaart ook de vervormingsaantrekking door zwarte gaten.

Het kunstmatige veld dat massa traagheid implementeert, speelt ook een rol in andere velden. Soortgelijke trucs kunnen worden gebruikt om de elektrische kracht te verklaren uit het feit dat het elektrische veld wordt geproduceerd door bronnen en putten die kunnen worden beschreven met de functie van Green.

#### 17.19.1 Krachten

In het systeem van separabele Hilbertruimten bevinden alle symmetriegerelateerde ladingen zich in het geometrische centrum van een elementair deeltje en al deze deeltjes bezitten een voetafdruk die voor isotrope symmetriever verschillen het inbeddingsveld kunnen vervormen. In dat geval kan het deeltje massa en krachten worden gekoppeld aan versnelling via

$$F = m\vec{a} \quad (17.19.15)$$

Of naar impuls via  $F = \dot{\vec{P}} \quad (17.19.16)$

## 18 Postscript

### 18.1 De initiatiefnemer van het project

Het Hilbert Book Model Project loopt nog. Hans van Leunen is initiatiefnemer van dit project. De initiatiefnemer is in 1941 in Nederland geboren. Hij zal niet eeuwig leven. Dit project zal zijn wetenschappelijke erfenis bevatten.

Het project is geïntroduceerd in een Wikiversity-project [35]. Naar de mening van de initiatiefnemer is een Wikiversity-project een perfecte manier om nieuwe wetenschap te introduceren. Het dient vooral de behoeften van onafhankelijke of gepensioneerde wetenschappelijke auteurs.

De initiatiefnemer onderhoudt een ResearchGate-project dat het Hilbert Book Model Project [36] beschouwt. De ResearchGate-site ondersteunt een flexibele manier om wetenschappelijke onderwerpen te bespreken [37].

De initiatiefnemer heeft een aantal documenten gegenereerd die hoogtepunten bevatten als fragmenten van het project, en hij heeft deze papieren opgeslagen in zijn persoonlijke e-print archive [21]

De privé website <http://www.e-physics.eu> bevat de meeste documenten zowel in pdf- als in docx-formaat. Geen van deze documenten claimt auteursrecht. Iedereen is vrij om de inhoud van deze documenten te gebruiken.

### 18.2 Betrouwbaarheid

Het introduceren van nieuwe wetenschap introduceert altijd controversiële en onorthodoxe tekst. Het Hilbert Book Model Project is een doorlopende onderneming. De inhoud is dynamisch en wordt regelmatig herzien.

De inhoud van dit project is niet peer-reviewed. Het is de taak van de auteur om de juistheid van wat hij schrijft te verzekeren. In de visie van

de auteur is de lezer verantwoordelijk voor het controleren van de geldigheid van wat hij / zij leest. Het peer review-proces kan niet omgaan met de dynamiek van revisies en uitbreidingen die mogelijk worden via publicatie in vrij toegankelijke e-printarchieven. In vergelijking met open toegankelijke publicaties op het internet is het peer review proces vrij traag. Bovendien belemmert het het gebruik van revisiediensten, zoals die worden aangeboden door [vixra.org](http://vixra.org) en door [arxiv.org/](http://arxiv.org/)

Recensenten zijn altijd bevooroordeeld en ze zijn nooit alwetend. Het peer review-proces is duur en vormt vaak barrières voor de vernieuwing van de wetenschap.

Een manier om de geldigheid van de tekst te controleren, is door delen van de tekst naar open wetenschappelijke discussiesites zoals ResearchGate.net te brengen [38].

***De initiatiefnemer daagt iedereen uit om de uitspraken in dit rapport te weerleggen. Hij belooft een mooie fles XO-cognac aan iedereen die een significante fout vindt in de gepresenteerde theorieën.***

Deze uitdaging staat al enkele jaren. Tot nu toe heeft niemand de fles opgeëist.

### 18.3 De auteur

Hans is geboren in Helmond in 1941 en bezocht de Eindhovense HTS in de scheikunde van 1957-1960.

Na zijn militaire dienst van 1960-1963 begon Hans aan de Technische Hogeschool Eindhoven (THE) die nu de Technische Universiteit Eindhoven (TUE) heet voor een studie technische natuurkunde.

Hans rondde deze studie in 1970 af en ging vervolgens bij Philips Elcoma EOD aan de slag bij de ontwikkeling van beeldversterkerbuizen. Later werd dit een afdeling van de divisie Philips Medical Systems. Als onderdeel van zijn werk heeft Hans deelgenomen aan de vaststelling

van de standaard voor het meten en specificeren van de optische overdrachtsfunctie voor STANAG, ISO, IEC en DIN. Hij heeft ook bijgedragen aan de standaard voor het meten en specificeren van de Detective Quantum Efficiency voor IEC en DIN.

In 1987 stapte Hans over naar een intern softwarehuis. In 1995 trad Hans toe tot de Semiconductor divisie van Philips. In deze periode ontwierp Hans een systeem voor modulaire softwaregeneratie.

In 2001 ging Hans met pensioen.

Van 1983 tot 2006 was Hans eigenaar van een softwarebedrijf "Technische en Wetenschappelijke Programmatuur" (TWP).

Een privé website behandelt mijn huidige activiteiten [39].

Ik bewaar mijn papieren in een vrij toegankelijk e-print archief [21].

Om de fundamenteën en de lagere niveaus van de fysieke werkelijkheid te onderzoeken, startte Hans in 2009 een persoonlijk onderzoeksproject dat in 2011 zijn huidige naam "The Hilbert Book Model Project" kreeg.

Het Hilbert Book Model is een puur wiskundig onorthodox en controversieel model van de fundamenteën en de lagere niveaus van de structuur van de fysieke werkelijkheid.

Het motto van Hans: Als je nadenkt, denk dan twee keer na.

Hans' overtuiging: We leven in een universum dat zijn inhoud periodiek met een hoge regeneratiesnelheid vernieuwt.

#### [18.4 Vroege ontmoetingen](#)

Ik werd geboren met een diepe nieuwsgierigheid naar mijn leefomgeving. Toen ik me hiervan bewust werd, was ik verbaasd waarom deze omgeving zo ingewikkeld leek te zijn en zich tegelijkertijd

op zo'n coherente manier gedroeg. In mijn jeugd had ik geen idee. Later gaven enkele unieke ervaringen mij enkele aanwijzingen. Na mijn pensionering ben ik in 2009 een persoonlijk onderzoeksproject gestart om enkele aanwijzingen te ontdekken en te formuleren.

Mijn interesse in de structuur en verschijnselen van de fysieke werkelijkheid begon in het derde jaar van mijn studie natuurkunde toen de configuratie van de kwantummechanica me voor het eerst confronteerde met zijn speciale aanpak. Het feit dat de methodologie fundamenteel verschilde van de manier waarop natuurkundigen klassieke mechanica deden, verbaasde me. Dus vroeg ik mijn zeer wijze docent, professor Broer, op welke oorsprong dit verschil is gebaseerd. Hij antwoordde dat het superpositieprincipe dit verschil veroorzaakte. Ik was niet erg blij met dit antwoord omdat het superpositieprincipe inderdaad deel uitmaakte van de methodologie van de kwantummechanica, maar in die tijd begreep ik niet hoe dat de belangrijkste oorzaak van het verschil tussen de twee methodologieën kon presenteren. Ik besloot me in de literatuur te verdiepen en na wat zoeken stuitte ik op het boekje van Peter Mittelstaedt, "Philosophische Probleme der modernen Physik" (1963). Dit boekje bevatte een hoofdstuk over kwantumlogica en dat leek me een passender antwoord te bevatten. Later bleek dit een veel te snelle conclusie. In 1936 publiceerden Garrett Birkhoff en John von Neumann een document dat hun ontdekking beschreef van wat zij 'kwantumlogica' noemden. Kwantumlogica staat sindsdien in wiskundige terminologie bekend als een orthomodulair tralie [9]. De relationele structuur van dit tralie lijkt voor een groot deel op de relationele structuur van de klassieke logica. Daarom gaf het duo hun ontdekking de naam 'kwantumlogica'. Deze naam was een ongelukkige keuze omdat er geen goede reden bestaat om het orthomodulaire tralie te beschouwen als een systeem van logische proposities. In hetzelfde document gaf het duo aan dat de

verzameling gesloten deelruimten van een separabele Hilbertruimte precies de relationele structuur van een orthomodulair tralie heeft. John von Neumann twijfelde lang tussen Hilbertruimten en projectieve geometrieën. Uiteindelijk selecteerde hij Hilbertruimten als het beste platform voor het ontwikkelen van kwantumfysicale theorieën. Dat lijkt een van de belangrijkste redenen te zijn waarom kwantumfysici de voorkeur geven aan Hilbert-ruimten als een omgeving waarin ze hun modellering van kwantumfysische systemen doen. Een andere gewoonte van kwantumfysici intrigeerde me ook. Mijn docent leerde me dat alle waarneembare kwantumfysische grootheden eigenwaarden zijn van Hermitische operatoren. Hermitische operatoren hebben reële eigenwaarden. Toen ik om me heen keek, zag ik een wereld met een structuur die zich configureert vanuit een driedimensionaal ruimtelijk domein en een eendimensionaal en dus scalair tijdsdomein. In de kwantumfysica van die tijd vertegenwoordigt geen operator het tijdsdomein en werd geen operator gebruikt om het driedimensionale ruimtelijke domein in één eigenwaarde te leveren. Na enkele proeven ontdekte ik een vierdimensionaal getalsysteem dat een geschikte normale operator kon voorzien van een eigenruimte die de volledige vierdimensionale weergave van mijn leefomgeving vertegenwoordigde. Van quaternionen had ik op dat moment nog niets gehoord, maar een universitair docent Boudewijn Verhaar vertelde me al snel over de ontdekking van Rowan Hamilton die meer dan een eeuw eerder gebeurde. Quaternionen lijken het getallensysteem bij uitstek te zijn om de structuur van de fysieke werkelijkheid zijn krachtige mogelijkheden te bieden.

Het inleidende document van Birkhoff en von Neumann noemde al quaternionen. Veel later bood Maria Pia Solè harde bewijzen dat Hilbertruimtes alleen kunnen omgaan met leden van een associatieve divisie ring. Quaternionen vormen de meest veelzijdige associatieve

delingsring. Tot mijn verbazing ontdekte ik al snel dat natuurkundigen de voorkeur gaven aan een ruimtetijdstructuur met een Minkowski-signatuur in plaats van de Euclidische signatuur van de quaternionen. Het bedachte Hilbert Book Model laat zien dat in de fysische werkelijkheid de Euclidische structuur, evenals de ruimtetijdstructuur, parallel verschijnen. Waarnemers zien alleen de ruimtetijdstructuur. Natuurkunde is een wetenschap die zich richt op waarneembare informatie. Mijn universiteit, de TUE, richtte zich op toegepaste natuurkunde en er was niet veel tijd of steun om diep in de fundamente van de kwantumfysica te duiken. Na mijn studie ben ik een carrière begonnen in de hightech industrie waar ik me heb aangesloten bij de ontwikkeling van beeldversterkers. Daar volgde mijn confrontatie met de optica en met het feitelijke gedrag van elementaire deeltjes. Zie: [http://www.ephysics.eu/#\\_What\\_image\\_intensifiers\\_onthullen](http://www.ephysics.eu/#_What_image_intensifiers_onthullen).

In het tweede deel van mijn carrière heb ik mijn tijd besteed aan het opzetten van een betere manier om software te genereren. Ik zag hoe de industrie zeer succesvol was in de modulaire opbouw van hardware. De software werd nog ontwikkeld als een monolithisch systeem. Mijn ervaringen in deze studie worden beschreven in het document "Story of a War Against Software Complexity"; en het document "Managing the Software Generation Process" [21]. Het leerde me de kracht van modulair ontwerp en modulair bouwen.

Pas na mijn pensionering kreeg ik genoeg tijd om diep in de fundamente van de fysieke realiteit te duiken. In 2009, na mijn herstel van een ernstige ziekte, begon ik mijn persoonlijke onderzoeksproject dat in 2011 de huidige naam "The Hilbert Book Model" kreeg. Voor de rest van zijn leven neemt de auteur de vrijheid om de gerelateerde documenten in een gestaag tempo te upgraden.



## 19 Verwijzingen

1. <https://www.researchgate.net/publication/362594128> De essentie van het universum kan in een zin worden uitgelegd
2. <http://entsphere.com/pub/pdf/rotations/Hamilton,%20Rodrigues,%20and%20the%20quaternion%20scandal.pdf>.
3. [https://nl.wikipedia.org/wiki/History\\_of\\_quaternions#Hamilton's\\_discovery](https://nl.wikipedia.org/wiki/History_of_quaternions#Hamilton's_discovery)
4. [https://en.wikipedia.org/wiki/Set\\_theory](https://en.wikipedia.org/wiki/Set_theory)
5. <https://plato.stanford.edu/entries/set-theory/>
6. [https://en.wikipedia.org/wiki/Continuum\\_hypothesis](https://en.wikipedia.org/wiki/Continuum_hypothesis)
7. [https://en.wikipedia.org/wiki/Division\\_ring#Main\\_theorems](https://en.wikipedia.org/wiki/Division_ring#Main_theorems)
8. [https://en.wikipedia.org/wiki/Coordinate\\_system](https://en.wikipedia.org/wiki/Coordinate_system)
9. [https://en.wikipedia.org/wiki/Quantum\\_logic](https://en.wikipedia.org/wiki/Quantum_logic)
10. Refractie <https://en.wikipedia.org/wiki/Refraction>
11. Refractie optica  
[https://nl.wikipedia.org/wiki/Huygens%E2%80%93Fresnel\\_principle#Generalized\\_Huygens'\\_principle](https://nl.wikipedia.org/wiki/Huygens%E2%80%93Fresnel_principle#Generalized_Huygens'_principle)
12. <https://en.wikipedia.org/wiki/Holography>
13. [https://en.wikipedia.org/wiki/Electron\\_optics](https://en.wikipedia.org/wiki/Electron_optics)
14. <https://en.wikipedia.org/wiki/Radio>
15. [https://en.wikipedia.org/wiki/Complex\\_analysis](https://en.wikipedia.org/wiki/Complex_analysis)
16. [https://en.wikipedia.org/wiki/A\\_History\\_of\\_Vector\\_Analysis](https://en.wikipedia.org/wiki/A_History_of_Vector_Analysis)
17. [https://en.wikipedia.org/wiki/Differential\\_geometry](https://en.wikipedia.org/wiki/Differential_geometry)
18. [https://www.academia.edu/3334401/Foundations\\_of\\_quaternion\\_quantum\\_mechanics](https://www.academia.edu/3334401/Foundations_of_quaternion_quantum_mechanics)
19. [https://en.wikipedia.org/wiki/Standard\\_Model](https://en.wikipedia.org/wiki/Standard_Model) ;  
[https://en.wikipedia.org/wiki/Quantum\\_field\\_theory](https://en.wikipedia.org/wiki/Quantum_field_theory)
20. [https://en.wikipedia.org/wiki/Holographic\\_principle](https://en.wikipedia.org/wiki/Holographic_principle)
21. [https://vixra.org/author/j\\_a\\_j\\_van\\_leunen](https://vixra.org/author/j_a_j_van_leunen)

22. [https://en.wikipedia.org/wiki/General\\_relativity](https://en.wikipedia.org/wiki/General_relativity)
23. <https://en.wikipedia.org/wiki/Permittivity>
24. <https://en.wikipedia.org/wiki/Permeability>
25. Stelling van Gauß;  
[https://en.wikipedia.org/wiki/Divergence\\_theorem](https://en.wikipedia.org/wiki/Divergence_theorem)
26. Stokes stelling;  
[https://en.wikipedia.org/wiki/Stokes%27\\_theorem](https://en.wikipedia.org/wiki/Stokes%27_theorem)
27. De wet van Ampère;  
[https://en.wikipedia.org/wiki/Amp%C3%A8re%27s\\_circuital\\_law](https://en.wikipedia.org/wiki/Amp%C3%A8re%27s_circuital_law)
28. De wet van Faraday;  
[https://en.wikipedia.org/wiki/Faraday%27s\\_law\\_of\\_induction](https://en.wikipedia.org/wiki/Faraday%27s_law_of_induction)
29. Afleiding van de Lorentzkracht;  
[https://nl.wikipedia.org/wiki/Lorentz\\_force#Lorentz\\_force\\_and\\_Faraday's\\_law\\_of\\_induction](https://nl.wikipedia.org/wiki/Lorentz_force#Lorentz_force_and_Faraday's_law_of_induction)
30. [Leibniz integraalvergelijking](#)
31. Elektromotorische kracht;  
[https://en.wikipedia.org/wiki/Electromotive\\_force](https://en.wikipedia.org/wiki/Electromotive_force)
32. [https://en.wikipedia.org/wiki/Fourier\\_transform](https://en.wikipedia.org/wiki/Fourier_transform)
33. <https://en.wikipedia.org/wiki/Geodesic>
34. [https://en.wikipedia.org/wiki/Gravitational\\_time\\_dilation#O  
utside a non-rotating sphere](https://en.wikipedia.org/wiki/Gravitational_time_dilation#Outside_a_non-rotating_sphere)
35. [https://en.wikiversity.org/wiki/Hilbert\\_Book\\_Model\\_Project](https://en.wikiversity.org/wiki/Hilbert_Book_Model_Project)
36. [https://www.researchgate.net/project/The-Hilbert-Book-  
Model-Project](https://www.researchgate.net/project/The-Hilbert-Book-Model-Project)
37. <https://www.researchgate.net>
38. [http://www.e-physics.eu/#\\_Challenge](http://www.e-physics.eu/#_Challenge)
39. <http://www.e-physics.eu>