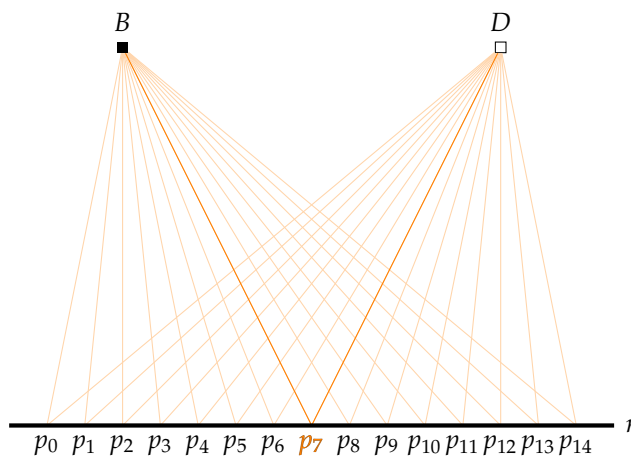


De Feynman padintegraal aan de hand van klassieke reflecties

Een bachelorscriptie door
Tim Steenvoorden

Onder begeleiding van
dr. Wim Beenakker



Afdeling Theoretische Hoge Energiefysica
Faculteit der Natuurwetenschappen, Wiskunde en Informatica
Radboud Universiteit Nijmegen
Augustus 2012

Voorwoord

Aan het einde van je bachelor natuurkunde is het zo ver: je mag stage gaan lopen. Gedurende een half jaar wordt een van de afdelingen van de universiteit een deel van je leven. Je kunt kijken of je al die mooie, natuurkundige theorieën die je de afgelopen jaren heb mogen leren kunt toepassen ‘in het wild’. Maar onderzoek doen is niet zomaar iets. Het is een enorme stad waarin je, als je even niet goed oplet, makkelijk verdwaalt. Meerdere malen manoeuvreer je in een grote laan, wat uiteindelijk een smal steegje blijkt te zijn. Soms loop je zelfs, geheel uit het niets, tegen een harde muur aan. Maar soms ontdek je ook mooie parken, waar je even kunt genieten van het uitzicht om daarna weer door te gaan, op jacht naar... Ja, wat eigenlijk precies?

Deze scriptie laat verschillende delen van zo’n tocht zien. In hoofdstuk 1 bekijken we een van de mooiste theorieën van de natuurkunde: de veel-paden formulering van de kwantummechanica. We lopen stap voor stap langs de zuilen van deze kathedraal, totdat we de Feynman padintegraal zelf kunnen afleiden. In hoofdstuk 2 laten we dit wiskundige bouwwerk achter ons, en bestuderen we een methode om inzicht te krijgen in de padintegraal. Hoe kan een som over alle paden iets nuttigs opleveren? Wat houdt destructieve en constructieve interferentie precies in bij de padintegraal? Na te hebben genoten van dit beeld moeten we door. In hoofdstuk 3 gaan we op jacht naar een manier om onze inzichten van hoofdstuk 2 vast te leggen. Dit blijkt geen eenvoudige opgave. Sommige straten lopen dood, andere blijken te nauw, weer andere blijken in de verkeerde wijk te liggen.

Een stad als deze kun je bijna niet in je eentje verkennen. Daarom wil ik dr. Wim Beenakker bedanken die nu eens op een straathoek stond te wachten met een lantaarn om me de weg te wijzen, en dan weer met zijn kennis mij een tocht naar de bibliotheek bespaarde. Daarbij heeft hij, samen met dr.ir. Gilles de Wijs, de tijd en ruimte gevonden om deze scriptie te lezen, van commentaar te voorzien en te beoordelen. Daarnaast zijn er natuurlijk ook vele vrienden, bij wie je kunt aankloppen als je weer eens tegen een muur bent aangelopen of met wie je samen de stad kunt verkennen.

Tim Steenvoorden
augustus 2012

Inhoud

	Voorwoord	<i>i</i>
1	Oneindig veel paden	1
1.1	Het klassieke pad	1
1.2	Kwantummechanische paden	3
1.3	Twee spleten	4
1.4	Fases en acties	6
1.5	Nog meer spleten	7
1.6	Waar alles om draait	9
2	Reflecterende deeltjes en klassieke paden	13
2.1	Een reflectie-experiment	13
2.2	Klassiek of niet?	14
3	Pogingen tot normalisatie	17
3.1	In één dimensie	17
3.2	Snelheden langs het pad	18
3.3	Twee dimensionale kernels	20
4	Conclusie	23
A	Gebruikte standaardfuncties	25
A.1	Fresnelintegralen	25
A.2	Dirac deltafunctie	26
B	Mathematicacode	29
	Literatuur	31

1 Oneindig veel paden

De meeste teksten introduceren de kwantummechanica aan de hand van canonieke kwantisatie en de bijbehorende operatoralgebra van Dirac en Von Neumann. In dit eerste hoofdstuk bekijken wij echter de veel-paden formulering van Feynman. Deze alternatieve methode levert ons niet alleen een krachtige rekenmethode op, maar ook een heel andere kijk op de voortbeweging van kwantumdeeltjes.

Aan de hand van een tweetal experimenten bekijken we de verschillen tussen het klassieke pad en de kwantummechanische paden die een deeltje kan afleggen. Hierbij komt onder andere de relatie tussen waarschijnlijkheid en fase ter sprake. Door de experimenten stap voor stap uit te breiden komen we uiteindelijk bij de padintegraal van Feynman. Dit is de basis voor de volgende hoofdstukken.

1.1 HET KLASSIEKE PAD

Het eerste experiment dat wij in dit hoofdstuk beschouwen is simpel van opzet. We nemen een bron B van deeltjes met massa m . Op afstand x zetten we een detector D die de uitgezonden deeltjes opvangt. Dit is weergegeven in figuur 1.1. Voor nu is het voldoende om klassieke deeltjes door B te laten produceren. Later zullen we juist naar kwantummechanische deeltjes gaan kijken. Dit experiment zullen we hiervoor stap voor stap uitbreiden in de rest van dit hoofdstuk.



FIGUUR 1.1 Eerste opzet van ons experiment. Een bron B met op een afstand x een detector D . Klassieke deeltjes reizen over het pad met de kleinste actie van B naar D .

In de klassieke wereld is het niet ingewikkeld om het tijdsafhankelijke *klassieke pad* $\bar{x}(t)$ uit te rekenen dat een deeltje van B naar D aflegt. Natuurlijk zijn de wetten van Newton een goed hulpmiddel, maar laten wij gebruik maken van het (meer analytische) formalisme van Lagrange [2–3]. Lagrange karakteriseert een systeem met de vergelijking

$$L := T - V, \tag{1.1}$$

de naar hem vernoemde *Lagrangiaan*. Hierbij zijn T de kinetische energie van het systeem en V de potentiaal waarin het systeem zich bevindt. Op deze manier houden we rekening

met zowel de interne eigenschappen van het systeem als met de invloeden van de omgeving. Voor een deeltje met kinetische energie $\frac{1}{2}m\dot{x}^2$ bewegend in een potentiaal $V(x, t)$ variërend in plaats en tijd geldt

$$L(x, \dot{x}, t) = \frac{1}{2}m\dot{x}^2 - V(x, t).$$

Hier is L expliciet een functie van x , \dot{x} en t . We maken gebruik van de notatie $\dot{x} = \frac{dx}{dt} = v$.

Om nu het pad te berekenen dat ons deeltje van de bron naar de detector aflegt maken we gebruik van *het principe van de kleinste actie*. Dit wil zeggen dat we een grootte S , de *actie*, invoeren die we voor elk pad kunnen uitrekenen. Het pad dat het deeltje uiteindelijk aflegt is dat pad waarbij S minimaal is.

Om dit kwantitatief te maken, moeten we eerst een definitie geven van de actie. Deze wordt gegeven door een integraal van de Lagrangiaan van begintijdstip t_B tot eindtijdstip t_D :

$$S := \int_{t_B}^{t_D} L(x, \dot{x}, t) dt. \quad (1.2)$$

Er zijn natuurlijk veel verschillende manieren om van een positie x_B op tijdstip t_B naar positie x_D op tijdstip t_D te komen. De positie x in de Lagrangiaan is immers een functie van t en kan vele vormen aannemen.

Stel dat het klassieke pad wordt gegeven door de functie $\bar{x}(t)$. Alle andere paden zijn variaties op dit pad. Deze representeren we met een functie $\delta x(t)$, zodat een willekeurig pad te schrijven is als de som van het klassieke pad en de variaties daarop:

$$x(t) := \bar{x}(t) + \delta x(t). \quad (1.3)$$

Van deze afwijking weten we dat

$$\delta x(t_B) = \delta x(t_D) = 0, \quad (1.4)$$

aangezien de begin- en eindpunten niet veranderen. Wanneer we willen dat de actie een minimum¹ heeft, wil dat zeggen dat S niet verandert wanneer we het pad waarover we hem berekenen infinitesimaal veranderen. Dit heet het *Variatieprincipe van Hamilton*. Op eerste orde geldt dan

$$\delta S = S(\bar{x} + \delta x) - S(\bar{x}) = 0. \quad (1.5)$$

Met andere woorden: de variatie in de actie, gegeven door de actie bij een alternatief pad minus de actie bij een klassiek pad, is nul. Voor de actie over een alternatief pad krijgen we

$$S(\bar{x} + \delta x) = \int_{t_B}^{t_D} L(x + \delta x, \dot{x} + \delta \dot{x}, t) dt.$$

En wanneer we dit expanderen tot op eerste orde

$$\begin{aligned} S(\bar{x} + \delta x) &= \int_{t_B}^{t_D} \left(L(x, \dot{x}, t) + \delta \dot{x} \frac{\partial L}{\partial \dot{x}} + \delta x \frac{\partial L}{\partial x} \right) dt \\ &= S(x) + \int_{t_B}^{t_D} \left(\delta \dot{x} \frac{\partial L}{\partial \dot{x}} + \delta x \frac{\partial L}{\partial x} \right) dt \end{aligned}$$

¹ Of eigenlijk een extremum.

Dus voor de variatie in S zoals gegeven in (1.5) geldt

$$\begin{aligned}\delta S &= \int_{t_B}^{t_D} \left(\delta \dot{x} \frac{\partial L}{\partial \dot{x}} + \delta x \frac{\partial L}{\partial x} \right) dt \\ &= \delta x \left. \frac{\partial L}{\partial \dot{x}} \right|_{t_B}^{t_D} - \int_{t_B}^{t_D} \delta x \left(\frac{d}{dt} \frac{\partial L}{\partial \dot{x}} - \frac{\partial L}{\partial x} \right) dt = 0.\end{aligned}$$

Hierbij hebben we gebruik gemaakt van partiële integratie. De eerste term valt weg door de restrictie die we aan $\delta x(t)$ hebben opgelegd in (1.4). Om de integraal nul te krijgen voor willekeurige, infinitesimale δx , moet de integrand nul zijn zodat:

$$\begin{aligned}\frac{d}{dt} \frac{\partial L}{\partial \dot{x}} - \frac{\partial L}{\partial x} &= 0 \\ \Rightarrow \frac{d}{dt} \frac{\partial L}{\partial \dot{x}} &= \frac{\partial L}{\partial x}\end{aligned}\tag{1.6}$$

Deze differentiaalvergelijking levert ons een beweging op wanneer de Lagrangiaan van een deeltje bekend is. Hij staat bekend als de *Euler-Lagrange vergelijking*, een klassieke bewegingsvergelijking van rond 1750 van Leonhard Euler en Joseph Louis Lagrange.

Bij de berekening van deze bewegingsvergelijking is de actie S zelf niet zo zeer interessant. Wat een veel grotere rol speelt is de manier waarop we deze uitrekenen. Om S te berekenen hebben we namelijk de naburige paden nodig om *dat* pad uit te zoeken dat de kleinste actie heeft. Iets om in ons achterhoofd te houden.

1.2 KWANTUMMECHANISCHE PADEN

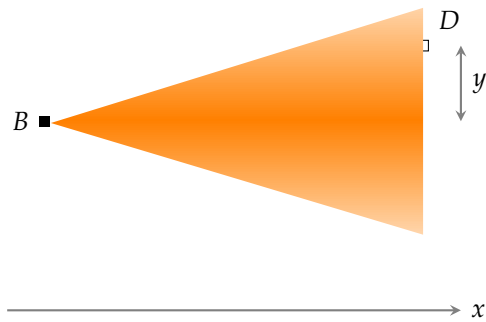
In de vorige sectie produceerde de bron alleen klassieke deeltjes. We noemen een deeltje klassiek als zijn afmetingen groot zijn ten opzichte van een kwantummechanische lengteschaal. Hiervoor hanteren we de De Broglie golflengte

$$\lambda = \frac{h}{p},\tag{1.7}$$

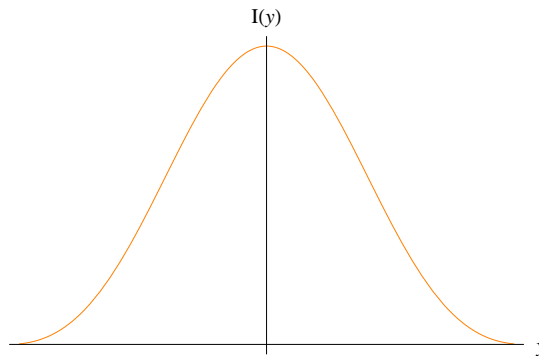
waarbij $h = 6.626068 \cdot 10^{-34}$ m²kg/s de constante van Planck is en p de impuls van het deeltje. Wanneer een deeltje een grootte heeft in de orde van een De Broglie golflengte, mogen we kwantummechanische effecten *niet* verwaarlozen. Naast de grootte van een deeltje kunnen we ook kijken naar de afstand die een deeltje aflegt. Wanneer deze afstand vele ordes groter is dan een De Broglie golflengte, bevinden we ons in een semi klassieke situatie. Dan zijn kwantummechanische effecten meestal *wel* verwaarloosbaar.

Laten we eens kijken wat er gebeurt wanneer we een bron gebruiken die kwantummechanische deeltjes maakt, zoals elektronen. Dit kunnen we realiseren door bijvoorbeeld een spanning te zetten op een gloeidraad en deze achter een smalle spleet te zetten. Wanneer we nu de detector aanzetten, merken we dat we niet meer alle deeltjes meten die door B zijn uitgezonden. Om een poging te wagen de ‘verloren’ deeltjes terug te vinden passen we de detector dusdanig aan dat we D in verticale richting kunnen bewegen over een afstand y ten opzichte van de horizontale as door B (zie figuur 1.2). Nu kunnen we de *intensiteit* I verkrijgen door het signaal van de detector op verschillende hoogtes te integreren over de tijd. Wanneer we dit uitzetten tegen de hoogte y ontstaat een patroon zoals weergegeven in figuur 1.3.

ONEINDIG VEEL PADEN



FIGUUR 1.2 In plaats van klassieke deeltjes produceert bron B nu elektronen. Niet alle elektronen komen in detector D terecht, ze waaieren uit. We passen de detector zo aan dat deze verticaal kan bewegen over een afstand y ten opzichte van de horizontale as door B .



FIGUUR 1.3 Spreiding zoals gemeten door de detector na integratie over de tijd. Dit komt overeen met een diffractiepatroon van een golf door een spleet.

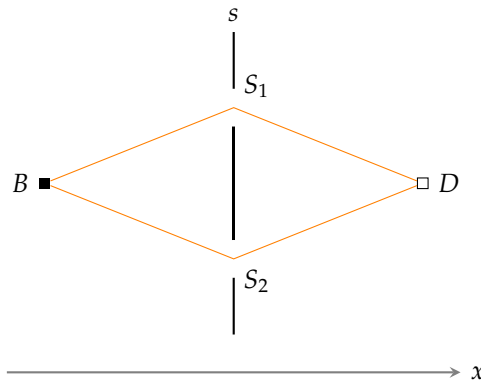
Het patroon in figuur 1.3 lijkt op het diffractiepatroon van een golf door één spleet. Toch kunnen we te weten komen of we echt met deeltjes te maken hebben. Bij een zwakke elektronenbron geeft de detector af en toe een signaal, niet continu. Dit wijst er op dat we losse objecten meten. Ook is de sterkte van het signaal altijd even groot (we gaan uit van een zeer gevoelige detector). We meten dus telkens één elektron en niet een halve of een andere breuk.

We moeten concluderen dat we niet meer kunnen spreken van *het* pad dat een deeltje aflegt: een elektron heeft de mogelijkheid om meerdere paden af te leggen. Daarnaast kunnen we niet meer bepalen op welke plek een elektron aan komt. We kunnen alleen spreken over de *waarschijnlijkheid* P waarmee we een elektron op hoogte y kunnen detecteren. Uit figuur 1.3 blijkt dat het nog steeds het meest waarschijnlijk is om een deeltje recht tegenover de bron aan te treffen, maar er zijn ook deeltjes die verder weg van deze as terecht komen. De kans hierop wordt wel steeds kleiner naarmate we ons verder van deze as begeven.

1.3 TWEE SPLETEN

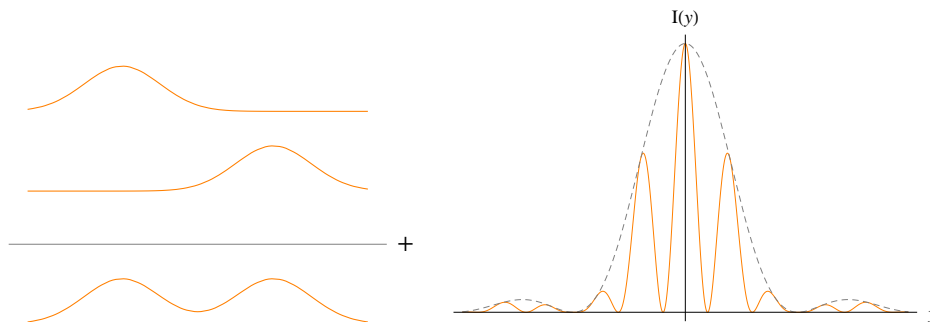
Om het de elektronen moeilijker te maken om direct van B naar D te reizen, plaatsen we tussen de bron en de detector een scherm s met daarin twee spleten S_1 en S_2 zoals

weergegeven in figuur 1.4. We hebben net al gezien dat een elektron over verschillende paden kan reizen. De vraag is nu of een elektron uit B zal 'kiezen' om via S_1 naar D te reizen, of via S_2 . Dit is het welbekende twee-spleten experiment van Young. We zullen hier de uitkomsten kort herhalen en koppelen aan de postulaten waarmee Feynman de kwantummechanica opbouwt.



FIGUUR 1.4 Het twee-spleten experiment. Tussen bron B en detector D plaatsen we een scherm s met daarin twee spleten S_1 en S_2 . Deeltjes uit B kunnen twee paden afleggen om in D aan te komen.

De spleten S_1 en S_2 kunnen we beschouwen als afzonderlijke bronnen. De elektronen uit S_1 zullen een spreading vertonen zoals we hebben gezien in figuur 1.3. Hetzelfde geldt voor elektronen uit S_2 . Wanneer we beide spreadingen optellen ontstaat een patroon zoals te zien in figuur 1.5a. Klaar! Of toch niet...



FIGUUR 1.5 Links zien we de spreading door het optellen van de losse spreadingen behorende bij spleet S_1 en spleet S_2 . Rechts de spreading zoals gemeten door de detector bij het twee-spleten experiment. De gestreepte lijn geeft het diffractiepatroon weer bij twee spleten.

Wanneer we het experiment uitvoeren en de intensiteit uitzetten tegen de plaats van de detector blijkt er een veel ingewikkelder patroon te ontstaan (zie figuur 1.5b). We zien een combinatie van een interferentie- en een diffractiepatroon. Het moge duidelijk zijn dat bovenstaande redenatie niet klopt. Blijkbaar kunnen we niet zomaar de waarschijnlijkheden van S_1 en S_2 bij elkaar optellen, met andere woorden:

$$P \neq P_1 + P_2.$$

ONEINDIG VEEL PADEN

In plaats van direct de waarschijnlijkheid te bekijken stellen we dat P is uit te rekenen met de modulus kwadraat van een complex getal ψ , de *waarschijnlijkheidsamplitude*:

$$P = |\psi|^2. \tag{1.8}$$

Dit geeft het eerste postulaat van Feynman weer.

POSTULAAT 1 De waarschijnlijkheid van een gebeurtenis wordt gegeven door de modulus kwadraat van een complex getal, genaamd de *waarschijnlijkheidsamplitude*.

Voor de afzonderlijke waarschijnlijkheidsamplitudes van S_1 en S_2 geldt nog steeds

$$P_1 = |\psi_1|^2 \qquad \text{en} \qquad P_2 = |\psi_2|^2.$$

Het verschil komt pas bij het uitrekenen van de ψ voor het *totale* experiment. We stellen nu dat we de waarschijnlijkheidsamplitudes wel mogen sommeren:

$$\psi = \psi_1 + \psi_2. \tag{1.9}$$

Zodat voor de waarschijnlijkheid van het totale experiment geldt

$$P = |\psi|^2 = |\psi_1 + \psi_2|^2.$$

Dit levert ons het tweede postulaat.

POSTULAAT 2 De waarschijnlijkheidsamplitude van een gebeurtenis is de som van de *bijdragen* behorende bij de verschillende paden tussen begin en eindpunt.

1.4 FASES EN ACTIES

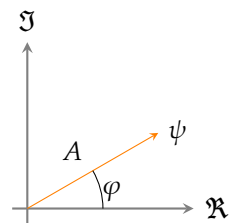
Om inzicht te krijgen in wat de waarschijnlijkheidsamplitude eigenlijk is, maken we een uitstapje naar de golfmechanica van Schrödinger. De Schrödingervergelijking geeft ons een beschrijving van de beweging van een kwantummechanisch deeltje in de vorm van een golfvergelijking. De oplossingen van de Schrödingervergelijking zijn golven. Een superpositie van deze golven geeft ons een beschrijving van de evolutie van een deeltje. Voor een vrij deeltje met gegeven impuls p en totale energie E heeft zo een golf de vorm

$$\psi(x, t) = A e^{i(px - Et)/\hbar}. \tag{1.10}$$

Dit is een *vlakke golf* met amplitude A en complexe fase

$$\varphi := (px - Et)/\hbar.$$

Uitdrukkingen van de vorm $A e^{i\varphi}$ noemen we een *fasor*. Een fasor kunnen we weergeven in het complexe vlak als een vector met lengte A onder een hoek φ (zie figuur 1.6). Wanneer we met dit deeltje meereizen over zijn pad zal φ veranderen met een snelheid van



FIGUUR 1.6 Een vector met lengte A onder hoek φ in het complexe vlak. Dit komt overeen met een fasor $A e^{i\varphi}$.

$$\begin{aligned}
\frac{d\varphi}{dt} &= (pv - E) / \hbar \\
&= \left(mv^2 - \frac{1}{2}mv^2 \right) / \hbar \\
&= \left(\frac{1}{2}mv^2 \right) / \hbar \\
&= L / \hbar.
\end{aligned} \tag{1.11}$$

Het faseverschil tussen twee tijdstippen t_1 en t_2 wordt dan grof gezegd

$$\varphi_2 - \varphi_1 = \int_{t_1}^{t_2} L(t) / \hbar dt = S(t_2, t_1) / \hbar. \tag{1.12}$$

Wat we hebben gedaan is het *faseverschil* op twee tijdstippen uitdrukken in de bijbehorende (klassieke) actie gewogen met \hbar . Merk op dat de constante van Planck precies de dimensie heeft van energie maal tijd, zodat de fase dimensieloos is. Wanneer we dit antwoord combineren met de golf in (1.10) komen we op het laatste postulaat van Feynman.

POSTULAAT 3 De bijdrage van een pad aan de waarschijnlijkheidsamplitude is proportioneel met $e^{iS/\hbar}$ waarbij de *actie* S wordt berekend over dit specifieke pad.

1.5 NOG MEER SPLETEN

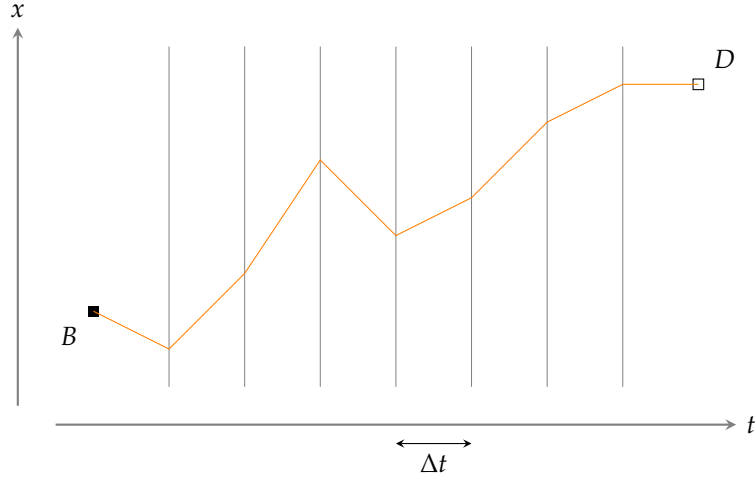
We hebben genoeg informatie over padintegralen verzameld om een concrete afleiding te geven [4]. Hiervoor keren we weer terug naar de spleten-experimenten. In voorgaande secties vonden onze experimenten plaats in een twee dimensionale ruimte. Nu doen we een stapje terug en beschouwen een pad van een bron B naar een detector D in slechts één dimensie. Ons deeltje bevindt zich op tijdstip t_B in x_B en op tijdstip t_D in x_D . Om een pad te kunnen karakteriseren splitsen we de tijd op in N *snedes* van grootte Δt zodat

$$\Delta t := \frac{t_D - t_B}{N}. \tag{1.13}$$

In figuur 1.7 is een mogelijk pad getekend van bron naar detector. Het pad is in de tijd uitgerekt, zodat we op ieder tijdstip t_n kunnen aangeven waar het deeltje zich bevindt. Zo een positie is op te vatten als een *spleet* in een scherm op tijdsnede n . Het is natuurlijk goed mogelijk dat het deeltje op een tijdsnede een *andere* spleet had gekozen, met als gevolg dat het een ander pad aflegt. Hier komen we later op terug. Merk op dat het deeltje niet terug kan in de tijd. Wel kan het heen en weer bewegen in de plaats en hoeft dus niet met constante snelheid van B naar D te reizen.

Om de padintegraal af te leiden lopen we effectief de postulaten uit §1.3 in omgekeerde volgorde af. Uit het derde postulaat weten we dat de *bijdrage* aan een pad proportioneel is met de actie. Wanneer we van tijdsnede n naar snede $n + 1$ gaan kunnen we de bijdrage $\psi_{n \rightarrow n+1}$ uitrekenen met

$$\psi_{n \rightarrow n+1} = A(\Delta t) e^{iS/\hbar}. \tag{1.14}$$



FIGUUR 1.7 Een mogelijk pad van bron B naar detector D waarbij het pad in de tijd is uitgerekt. Na elk tijdsinterval Δt weten we precies waar het deeltje zich bevindt. Dit is op te vatten als een één dimensionaal spleten-experiment waarbij we de reistijd van B naar D opsplitsen in N stukken, en na elk stuk een scherm plaatsen. Bij een scherm aangekomen kan het deeltje kiezen uit oneindig veel spleten om zijn reis voort te zetten.

Hierbij is de normalisatie constante A afhankelijk van het tijdsinterval Δt . Natuurlijk moeten we de actie voor dit korte pad kunnen uitrekenen. Dit kan met een benadering van de Lagrangiaan tot op eerste orde, zodat

$$S \approx L\left(\frac{x_{n+1} + x_n}{2}, \frac{x_{n+1} - x_n}{\Delta t}, \frac{t_{n+1} + t_n}{2}\right)\Delta t. \quad (1.15)$$

De bijdrage voor een stukje pad tussen tijdstippen t_n en t_{n+1} is dan bij benadering

$$\psi_{n \rightarrow n+1} \approx A(\Delta t) \exp\left[\frac{i}{\hbar} L\left(\frac{x_{n+1} + x_n}{2}, \frac{x_{n+1} - x_n}{\Delta t}, \frac{t_{n+1} + t_n}{2}\right)\Delta t\right].$$

Maar we willen de bijdrage van het *volledige* pad. Hier komen de fasoren weer om de hoek kijken. De gebeurtenissen t_0, t_1, \dots, t_N vinden na elkaar plaats op hetzelfde pad. Stel je op tijdstip t_0 een fasor voor die langs de reële as ligt ($\varphi_0 = 0$). We laten de fasor nu meereizen over het pad. Ondertussen draait hij rond met een snelheid die we in (1.11) hebben afgeleid. Wanneer hij is aangekomen op tijdstip t_1 is hij gedraaid met een hoek

$$\varphi_1 = \left(L\left(\frac{x_1 + x_0}{2}, \frac{x_1 - x_0}{\Delta t}, \frac{t_1 + t_0}{2}\right)\Delta t\right)/\hbar.$$

Vervolgens draait hij weer verder wanneer hij naar t_2 beweegt. We moeten de *fases* die bij iedere tijdsnede horen dus bij elkaar *optellen*. Dit staat gelijk aan het *vermenigvuldigen* van de bijbehorende *fasoren*. De totale bijdrage van t_0 naar t_N wordt dan

$$\begin{aligned} \psi_{0 \rightarrow N} &\approx \prod_{n=0}^{N-1} \psi_{n \rightarrow n+1} \\ &= A(\Delta t)^N \prod_{n=0}^{N-1} \exp\left[\frac{i}{\hbar} L\left(\frac{x_{n+1} + x_n}{2}, \frac{x_{n+1} - x_n}{\Delta t}, \frac{t_{n+1} + t_n}{2}\right)\Delta t\right]. \end{aligned} \quad (1.16)$$

Om de *waarschijnlijkheidsamplitude* uit te rekenen bij de overgang van B naar D moeten we, volgens het tweede postulaat, de som nemen over *alle mogelijke paden* van x_B naar x_D . Tot nu toe hebben we alleen maar één pad uitgerekend. Daarbij zijn we er van uit gegaan dat ons pad op ieder tijdstip t_n over vastgelegde punten x_n loopt. (Met andere woorden: we laten het deeltje door specifieke spleten gaan.) Deze plaats is natuurlijk willekeurig te kiezen uit *alle mogelijke waarden* van x . Om elk mogelijk pad van B naar D te krijgen, moeten we dus integreren over alle mogelijke tussenpunten voor elke tijdsnede t_n . In figuur 1.7 kunnen we zien dat t_0 en t_N hierop een uitzondering zijn, de bijbehorende x -waarden liggen immers vast. We krijgen dus $N - 1$ keer een integraal over x_n waarbij n loopt van 1 tot $N - 1$. Dit leidt tot

$$\psi \approx \int_{-\infty}^{\infty} \cdots \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \psi_{0 \rightarrow N} dx_1 dx_2 \cdots dx_{N-1}.$$

Hier hebben we nog steeds te maken met een benadering. Door onze tijdsnedes kleiner te maken, krijgen we de correcte uitdrukking voor de waarschijnlijkheidsamplitude. We nemen dus de limiet van N naar oneindig zodat Δt naar nul gaat volgens de definitie in (1.13). We krijgen

$$\begin{aligned} \psi &= \lim_{N \rightarrow \infty} \int_{-\infty}^{\infty} \cdots \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \psi_{0 \rightarrow N} dx_1 dx_2 \cdots dx_{N-1} \\ &=: \int_{x_B}^{x_D} e^{iS/\hbar} \mathcal{D}x. \end{aligned} \quad (1.17)$$

Hierbij is de uitdrukking

$$\int_{x_B}^{x_D} \mathcal{D}x := \lim_{N \rightarrow \infty} A(\Delta t)^N \int_{-\infty}^{\infty} \cdots \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} dx_1 dx_2 \cdots dx_{N-1} \quad (1.18)$$

de *maat* van de padintegraal.

1.6 WAAR ALLES OM DRAAIT

Tot nu toe beschouwden we ψ als een waarschijnlijkheidsamplitude. Wanneer we hier de modulus kwadraat van nemen, komen we achter de waarschijnlijkheid om een deeltje dat zich bevond in x' op tijdstip t' aan te treffen in x op tijdstip t . Deze waarschijnlijkheidsamplitude kunnen we ook noteren als

$$K(x, t; x', t') := \psi$$

en wordt ook wel de *kernel* genoemd. Bovenstaande kernel is voor één dimensie en wordt volgens (1.17) uitgerekend door

$$K(x, t; x', t') = \int_{x=x(t)}^{x'=x(t')} e^{iS/\hbar} \mathcal{D}x.$$

Maar hoe rekenen we zo een padintegraal nu uit? Laten we deze keer een concrete Lagrangiaan nemen

$$L := \frac{1}{2} m \dot{x}^2,$$

een vrij deeltje. Wanneer we de maat uit (1.18) gebruiken en onze benaderingsmethode uit (1.16) invullen krijgen we een lange reeks integralen. Effectief splitsen we de integraal over alle paden op in integralen over alle mogelijke tussenpunten:

$$\begin{aligned}
 & K(x, t; x', t') \\
 &= \lim_{N \rightarrow \infty} \int_{-\infty}^{\infty} \cdots \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} A(\Delta t)^N \prod_{n=0}^{N-1} \exp \left[\frac{i}{\hbar} L \left(\frac{x_{n+1} + x_n}{2}, \frac{x_{n+1} - x_n}{\Delta t}, \frac{t_{n+1} + t_n}{2} \right) \Delta t \right] dx_1 dx_2 \cdots dx_{N-1} \\
 &= \lim_{N \rightarrow \infty} A(\Delta t)^N \int_{-\infty}^{\infty} \cdots \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \prod_{n=0}^{N-1} \exp \left[\frac{i}{\hbar} \frac{1}{2} m \left(\frac{x_{n+1} - x_n}{\Delta t} \right)^2 \Delta t \right] dx_1 dx_2 \cdots dx_{N-1} \\
 &= \lim_{N \rightarrow \infty} A(\Delta t)^N \int_{-\infty}^{\infty} \cdots \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \exp \left[\frac{im}{2\hbar\Delta t} \sum_{n=0}^{N-1} (x_{n+1} - x_n)^2 \right] dx_1 dx_2 \cdots dx_{N-1}.
 \end{aligned}$$

Hierbij hebben we het product vervangen door een som in de exponent.² Deze reeks integralen zijn stuk voor stuk op te lossen. Bekijk eerst de exponentiële factoren die x_1 bevat. Deze komt voor in combinatie met x_0 en x_2 :

$$\int_{-\infty}^{\infty} \exp \left[k \left((x_2 - x_1)^2 + (x_1 - x_0)^2 \right) \right] dx_1 = \int_{-\infty}^{\infty} \exp \left[k \left(2x_1^2 - 2(x_2 + x_0)x_1 + (x_2^2 + x_0^2) \right) \right] dx_1.$$

Voor ons gemak hebben we de constante $k := \frac{im}{2\hbar\Delta t}$ gedefinieerd. We hebben een integraal over een Gaussische functie die weer een Gaussische functie oplevert (zie ook appendix A). Met (A.6) krijgen we

$$\sqrt{\frac{\pi}{-2k}} \exp \left[k \left(x_2^2 + x_0^2 - \frac{4(x_2 + x_0)^2}{4 \cdot 2} \right) \right] = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{\frac{\pi}{-k}} \exp \left[\frac{k}{2} (x_2 - x_0)^2 \right].$$

De volgende exponentiële factor heeft de vorm $\exp [k(x_3 - x_2)^2]$. We vermenigvuldigen ons resultaat met deze factor en integreren over x_2 :

$$\begin{aligned}
 & \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{\frac{\pi}{-k}} \int_{-\infty}^{\infty} \exp \left[\frac{k}{2} (x_2 - x_0)^2 \right] \exp [k(x_3 - x_2)^2] dx_2 \\
 &= \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{\frac{\pi}{-k}} \sqrt{\frac{\pi}{-3/2k}} \exp \left[\frac{k}{3} (x_3 - x_0)^2 \right] \\
 &= \frac{1}{\sqrt{3}} \sqrt{\frac{\pi}{-k}} \exp \left[\frac{k}{3} (x_3 - x_0)^2 \right].
 \end{aligned}$$

We zien een recursief patroon ontstaan. Na twee keer integreren is er een factor $\frac{1}{\sqrt{3}}$ ontstaan en een factor $\sqrt{\frac{\pi}{-k}}$ tot de tweede macht. Na in totaal $N - 1$ keer integreren krijgen we een exponent van de vorm

$$\begin{aligned}
 \frac{1}{\sqrt{N}} \sqrt{\frac{\pi}{-k}} \exp \left[\frac{k}{N} (x_N - x_0)^2 \right] &= \frac{1}{\sqrt{N}} \sqrt{\frac{2\pi i \hbar \Delta t}{m}}^{N-1} \exp \left[\frac{im}{2\hbar N \Delta t} (x_N - x_0)^2 \right] \\
 &= \sqrt{\frac{m}{2\pi i \hbar N \Delta t}} \sqrt{\frac{2\pi i \hbar \Delta t}{m}}^N \exp \left[\frac{im}{2\hbar N \Delta t} (x_N - x_0)^2 \right].
 \end{aligned}$$

We weten dat x_0 en x_N respectievelijk onze begin- en eindpositie zijn, x' en x dus. Daarnaast volgt uit de definitie van Δt in (1.13) dat $N\Delta t = t - t'$. Daarnaast moeten we de normalisatieconstante $A(\Delta t)$ nog meenemen. De kernel voor een vrij deeltje in één dimensie wordt dan

² Niet geheel onzinnig als je bedenkt dat we in §1.5 hebben beredeneerd dat we fases moeten optellen.

$$\begin{aligned}
 K(x, t; x', t') &= \lim_{N \rightarrow \infty} A(\Delta t)^N \sqrt{\frac{m}{2\pi i \hbar (t-t')}} \sqrt{\frac{2\pi i \hbar \Delta t}{m}}^N \exp \left[\frac{im}{2\hbar(t-t')} (x-x')^2 \right] \\
 &= \lim_{N \rightarrow \infty} \left(A(\Delta t) \sqrt{\frac{2\pi i \hbar \Delta t}{m}} \right)^N \sqrt{\frac{m}{2\pi i \hbar (t-t')}} \exp \left[\frac{im}{2\hbar(t-t')} (x-x')^2 \right].
 \end{aligned}$$

We zitten alleen nog met de normalisatieconstante. Stel nu dat $t-t'$ heel klein is, dan moet voor dit infinitesimale tijdsinterval wederom (1.14) gelden, zodat

$$\lim_{N \rightarrow \infty} \left(A(\Delta t) \sqrt{\frac{2\pi i \hbar \Delta t}{m}} \right)^N \sqrt{\frac{m}{2\pi i \hbar (t-t')}} = A(t-t').$$

Dit kan alleen maar als

$$A(\Delta t) = \sqrt{\frac{m}{2\pi i \hbar \Delta t}} \quad \text{en} \quad A(t-t') = \sqrt{\frac{m}{2\pi i \hbar (t-t')}} \quad (1.19)$$

zodat

$$K(x, t; x', t') = \sqrt{\frac{m}{2\pi i \hbar (t-t')}} \exp \left[\frac{im}{2\hbar(t-t')} (x-x')^2 \right]. \quad (1.20)$$

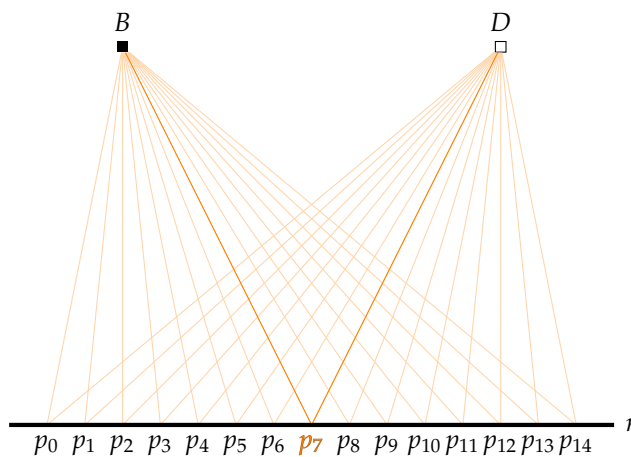
Hiermee hebben we de kernel voor een vrij deeltje bepaald in één dimensie inclusief de normalisatieconstante A !

2 Reflecterende deeltjes en klassieke paden

Was het vorige hoofdstuk voornamelijk theoretisch en wiskundig van aard, in dit hoofdstuk proberen we de lezer een beeld te geven bij de Feynman padintegraal. Aan de hand van een alternatief experiment, waarbij we deeltjes laten reflecteren aan een plaat, bekijken we wat de consequenties zijn van niet-klassieke paden in een berekening. Daarbij zijn de resultaten van deze berekening visueel weer te geven met behulp van fasoren, die we in het vorige hoofdstuk hebben geïntroduceerd.

2.1 EEN REFLECTIE-EXPERIMENT

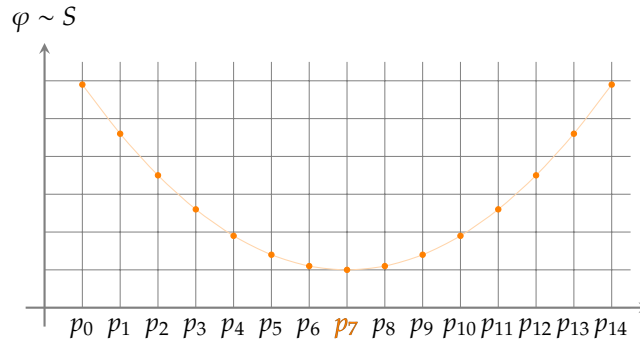
We stappen af van ons spleten-experiment en bekijken een nieuwe opstelling [5–6]. In plaats van deeltjes rechtstreeks van een bron B naar een detector D te sturen, schieten we elektronen richting een reflecterende plaat r . Daarna wachten we voor een tijd T en meten of het deeltje detector D heeft bereikt. Klassiek gezien zou een deeltje het pad volgen waarbij de hoek van inval gelijk is aan de hoek van terugkaatsing. In hoofdstuk 1 hebben we al gezien dat er kwantummechanisch gezien veel meer paden mogelijk zijn. In figuur 2.1 zijn, naast het klassieke pad, veertien van zulke paden getekend.



FIGUUR 2.1 Bron B schiet deeltjes af op een reflecterende plaat r , die vervolgens door detector D worden geregistreerd. Er zijn vijftien mogelijke paden getekend waarop een deeltje van B naar D kan komen. Het benadrukte pad is het klassieke pad.

Voor elk pad p_n kunnen we een actie S_n uitrekenen met behulp van (1.2), deze zijn in figuur 2.2 uitgezet. We hebben hier te maken met een Lagrangiaan voor een vrij deeltje dat het traject van B naar D aflegt met een constante snelheid. Omdat we op een vast tijdstip T een meting doen, en de lengtes van de paden verschillen, varieert de snelheid natuurlijk

wel per pad. We zullen deze methode kwantitatief maken in §3.2. Het pad waarbij de actie minimaal is, komt overeen met het klassieke pad p_7 in figuur 2.1. Dit is in overeenstemming met het variatieprincipe van Hamilton dat we in §1.1 besproken hebben.



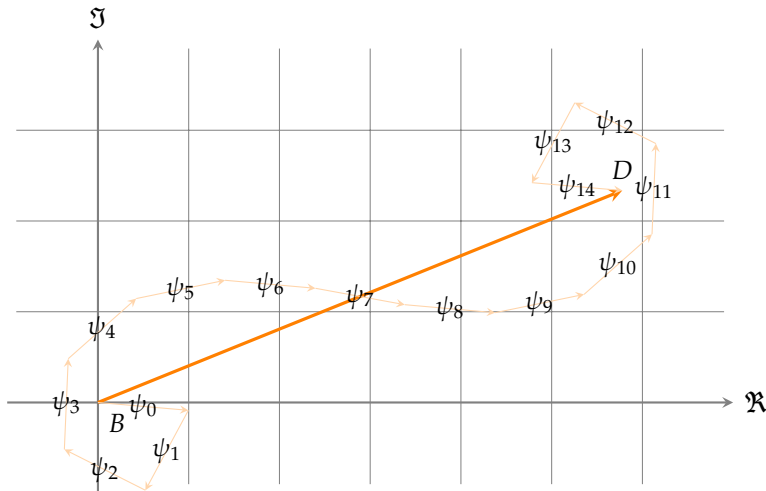
FIGUUR 2.2 Acties bij elk pad p_0 tot en met p_{14} zoals weergegeven in figuur 2.1 uitgerekend met behulp van de lengte van ieder pad. Deze methode zullen we in §3.2 kwantitatief bespreken. De actie bij p_7 is minimaal en zodoende is p_7 het klassieke pad van B naar D .

In §1.3 hebben we gezien dat de actie een maat is voor de fase op het moment dat een deeltje zijn pad heeft doorlopen. Met behulp van de berekende acties in figuur 2.2 kunnen we aan elk pad een fase toekennen en een bijbehorende fasor opstellen. Dit zijn bijdragen voor *verschillende* paden bij *dezelfde* gebeurtenis. De fasoren moeten we dus bij elkaar *optellen*. Een fasor is weer te geven met een vector in het complexe vlak. Fasoren optellen is analoog aan het optellen van deze vectoren. Om de som over alle bijdragen grafisch weer te geven kunnen we de berekende fasoren kop-staart leggen in het complexe vlak. Dit is te zien in figuur 2.3. De resulterende fasor (vector) geeft dan de waarschijnlijkheidsamplitude om van B naar D te komen. Volgens het tweede postulaat moeten we deze modulus kwadraat nemen om de waarschijnlijkheid te vinden. Dat betekent dat de *lengte* van de verkregen fasor een maat is voor de waarschijnlijkheid waarmee we een deeltje, dat uit bron B is vertrokken en gereflecteerd is aan de plaat, in detector D kunnen aantreffen.

2.2 KLASSIEK OF NIET?

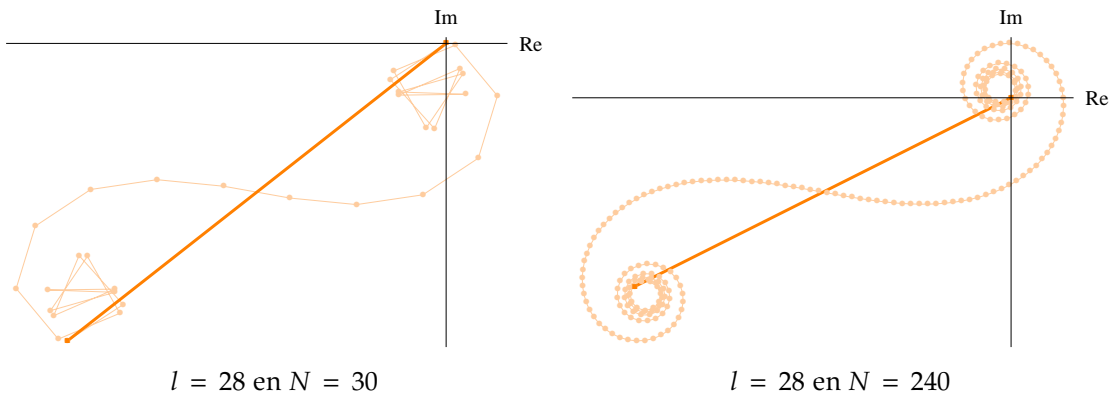
Als we figuur 2.3 bestuderen vallen een paar dingen op. Allereerst zijn alle afzonderlijke fasoren even lang: ze worden allemaal gewogen met dezelfde maat. Dat betekent dat alle paden *even zwaar* mee wegen in de som over alle paden. De paden die dicht bij het klassieke pad liggen hebben dus *geen* voorkeur ten opzichte van de paden die totaal niet klassiek zijn.

Vervolgens valt op dat niet alle fasoren even veel invloed hebben op het resultaat. We zien dat de fasoren die bij totaal niet klassieke paden horen elkaar tegenwerken. Zo draaien de fasoren ψ_0 tot en met ψ_4 bijna een rondje om het beginpunt. Hetzelfde geldt voor de fasoren ψ_{10} tot en met ψ_{14} , alleen draaien deze rond het eindpunt. Er is sprake van *destructieve interferentie* van de bijdragen van *niet* klassieke paden. Dit is ook mooi terug te zien in figuur 2.2. Hoe verder we van het klassieke pad komen, hoe sterker de fases onderling van elkaar gaan verschillen.



FIGUUR 2.3 Fasoren bij elk pad p_0 tot en met p_{14} zoals weergegeven in figuur 2.1. Om de fasoren op te tellen leggen we ze kop-staart in het complexe vlak. De lengte van de resulterende fasor geeft de waarschijnlijkheidsamplitude om van B naar D te komen.

Dit kunnen we verder illustreren door de reflecterende plaat naar links en naar rechts uit te breiden. Terwijl we de dichtheid gelijk houden, kunnen we nu meer paden toelaten. Het resultaat voor een twee keer zo lange plaat en twee keer zoveel paden is te zien in figuur 2.4a. Er zijn nu meer paden die ver van klassiek zijn, wat er voor zorgt dat we langer rond begin en eindpunten blijven hangen. We kunnen ook de lengte van de plaat l gelijk houden, en het aantal paden opschroeven. De dichtheid van de paden wordt nu groter. Dit levert ons figuur 2.4b. We zien dat de curve steeds gladder wordt naarmate we steeds meer paden nemen.



FIGUUR 2.4 Afzonderlijke bijdragen van paden aan het reflectie-experiment en de bijbehorende resulterende fasor. Links zien we het effect op de fasoren van een twee keer zo lange plaat en twee keer zoveel paden (hiermee houden we de dichtheid constant). Er zijn nu meer paden die ver van klassiek zijn, zodat we langer rond begin en eindpunten draaien. Rechts is het effect te zien wanneer we het aantal paden sterk opschroeven. De resulterende curve wordt gladder.

Daartegenover staan de fasoren ψ_5 tot en met ψ_9 , die er juist voor zorgen dat we meer in de richting van het eindpunt komen. Hier is sprake van *constructieve interferentie* van de bijdragen van *bijna* klassieke paden. Deze fasoren wegen dus *niet* zwaarder, maar dragen *wel* meer bij aan het resultaat. In figuur 2.2 is te zien dat de grafiek rond het klassieke pad redelijk vlak is, en dat de fases dus dicht bij elkaar in de buurt zitten. Op deze manier *kiezen* we als het ware automatisch het pad met de kleinste actie, precies zoals we ook met het variatieprincipe van Hamilton zouden doen. Merk ook op dat faser ψ_7 , die hoort bij het klassieke pad, niet dezelfde fase heeft als het resultaat. Een belangrijke gedachte hierbij is dat de resulterende fase niet belangrijk is, maar de resulterende lengte wel. Deze is immers een maat voor de waarschijnlijkheidsamplitude. Het is deze lengte waar fasoren meer aan bijdragen naarmate ze dichter rond het klassieke pad zitten.

De klassieke limiet kunnen we aanschouwelijk maken door de Lagrangiaan, waarmee we de klassieke actie hebben uitgerekend, groter te maken. De fasoren die eerst in het midden te zien waren, schuiven op naar buiten waar ze destructief interfereren. Dat betekent dat als we de massa van een deeltje groter maken, de paden die dichter bij de klassieke situatie liggen een grotere bijdrage leveren. Een alternatieve manier om hier mee om te gaan is om naar de De Broglie golflengte te kijken. Wanneer de massa toeneemt, wordt de impuls p ook groter bij dezelfde snelheid. Het gevolg is dat in (1.7) de karakteristieke golflengte λ kleiner wordt. Door een kleinere golflengte zijn er minder paden die kwantummechanisch invloed hebben. We houden dus een smalle bundel van paden over die relevant zijn voor de resulterende faser.

Ten slotte merken we op dat de klok op elk pad *vooruit* loopt. Dit is impliciet gedefinieerd in (1.2), waarin L geïntegreerd wordt over de tijd in positieve richting. We hebben hier ook al gebruik van gemaakt bij de afleiding van (1.11) en (1.17). Deeltjes op een pad kunnen dus niet teruggaan in de tijd en vervolgens weer vooruit lopen.

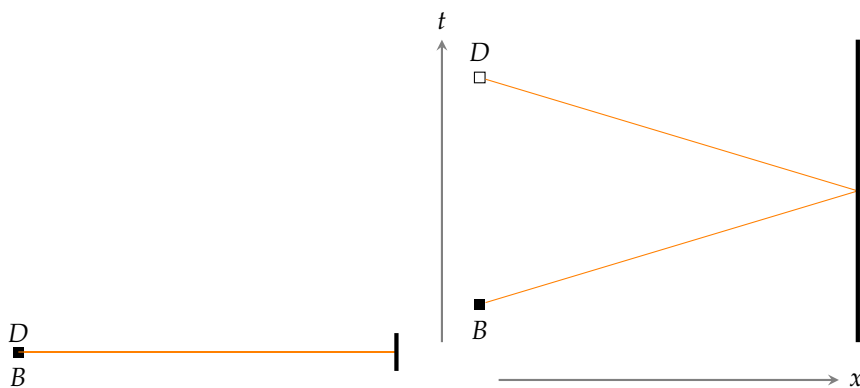
3 Pogingen tot normalisatie

Nu hebben we in hoofdstuk 2 een mooie, visuele methoden gevonden waarmee we de padintegraal aanschouwelijk kunnen maken. Zoals we al eerder hebben opgemerkt, is de lengte van de resulterende faser een maat voor de waarschijnlijkheid om een deeltje in de detector aan te treffen. Er is echter een detail waar we overheen zijn gestapt. Blaast het geheel niet op als we, in plaats van vijftien verschillende paden zoals in figuur 2.1, oneindig veel paden nemen? Met andere woorden: is deze methode normaliseerbaar? En zo ja, hoe ziet de normalisatieconstante A in gesloten vorm er dan uit?

In dit hoofdstuk bekijken we drie verschillende pogingen om de methode uit hoofdstuk 2 te normaliseren. We zullen zien dat al deze methoden of tekort schieten of extra uitdagingen met zich mee brengen. Het moge duidelijk zijn dat bij een zoektocht naar een juiste methode, het onderstaande als uitgangspunt kan dienen, maar dat er toch een andere weg ingeslagen moet worden.

3.1 IN ÉÉN DIMENSIE

De meest simplistische manier zou zijn om het reflectie-experiment eerst in één dimensie te beschouwen. Wat moeten we ons hier bij voorstellen? Dat zou betekenen dat een deeltje vertrekt uit een bron B en zich voortbeweegt over een rechte lijn. Op een bepaald punt wordt dit deeltje tegengehouden, zodat het zijn reis moet voortzetten in tegengestelde richting. Hierna komt het deeltje terecht in detector D . Dit alles is te zien in figuur 3.1.

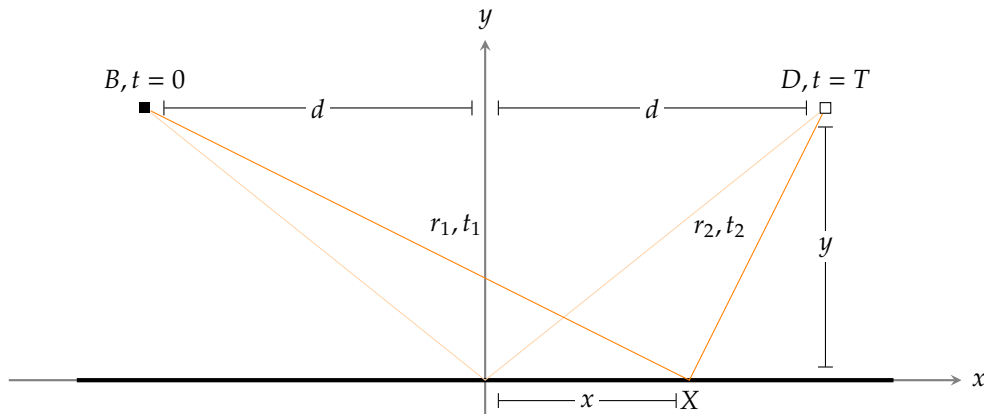


FIGUUR 3.1 Links het reflectie-experiment in één dimensie. Een deeltje vertrekt uit bron B , 'botst' tegen een reflectiepunt en reist weer terug naar detector D . B en D staan op dezelfde positie, aangezien we in figuur 2.1 er van uit zijn gegaan dat B en D even ver van de reflecterende plaat staan. Rechts is hetzelfde experiment te zien, alleen hebben we, net als in figuur 1.7, de tijdas uitgerekt.

Maar hoe representeren we in dit model verschillende paden? Er is maar één mogelijk reflectiepunt. Het pad in figuur 3.1 is de enige mogelijkheid en is dan ook het klassieke pad. Hier zijn we duidelijk snel klaar mee.

3.2 SNELHEDEN LANGS HET PAD

We zullen dus op zoek moeten naar een methode waar we het twee dimensionale karakter van het experiment mee behouden. Hiervoor kennen we eerst enkele variabelen toe aan de afstanden en tijden die een rol spelen bij het experiment. We beginnen weer met de opzet van het reflectie-experiment uit hoofdstuk 2. We nemen een bron B . Op afstand $2d$ zetten we een detector D . Onder de bron en de detector plaatsen we een oneindig lange reflecterende plaat op afstand y . Het geheel centreren we rond de y -as zodat het klassieke pad door de oorsprong gaat. Een deeltje dat door B uitgezonden wordt, reflecteert in punt X op de plaat en komt vervolgens in D terecht. Al deze variabelen zijn te zien in figuur 3.2.



FIGUUR 3.2 Het reflectie-experiment met alle gebruikte afstanden. Bron B staat op een afstand d links van de y -as. Rechts van de y -as staat detector D , ook op afstand d . De plaat staat op afstand y van de bron en de detector en is oneindig lang. Het reflectiepunt X ligt op de x -as op een afstand x . Een deeltje legt eerst een traject af van B naar X in een tijd t_1 . De afstand die hij daarbij aflegt noemen we r_1 . Vervolgens legt het deeltje een traject af van X naar D in een tijd t_2 . Die afstand noemen we r_2 . Het klassieke pad is licht weergegeven en loopt door de oorsprong.

Het traject dat een deeltje aflegt begint in bron B op $t = 0$, vervolgens reist het met een snelheid v , via het reflectiepunt X naar detector D . Daar kijken we of het deeltje is aangekomen op het vaste tijdstip $t = T$. Het enige dat in het reflectiepunt gebeurt, is dat het deeltje van richting verandert. De snelheid v blijft over het hele traject behouden. De totale afstand R die afgelegd wordt om van B naar D te komen is

$$\begin{aligned}
 R(x) &:= r_1(x) + r_2(x) \\
 &= \sqrt{(d+x)^2 + y^2} + \sqrt{(d-x)^2 + y^2}.
 \end{aligned} \tag{3.1}$$

We zien dat de afstand afhankelijk is van x , wat logisch is aangezien het traject van B naar D langer wordt naarmate het reflectiepunt X verder van de oorsprong af komt te liggen. De snelheid wordt dan simpelweg gegeven door

$$v(x) = \frac{\sqrt{(d+x)^2 + y^2} + \sqrt{(d-x)^2 + y^2}}{T}. \quad (3.2)$$

Hiermee kunnen we aan elk pad p een actie S toekennen zoals we hebben laten zien in §2.1. Voor deze actie geldt

$$\begin{aligned} S(x) &= \frac{1}{2}mv(x)^2T \\ &= \frac{m}{2T} \left(\sqrt{(d+x)^2 + y^2} + \sqrt{(d-x)^2 + y^2} \right)^2. \end{aligned} \quad (3.3)$$

Tot zover de klassieke berekeningen. Gewapend met de klassieke actie kunnen we nu de kwantummechanische bijdrage uitrekenen bij ieder pad. Deze wordt volgens het derde postulaat gegeven door een complexe e -macht van de actie, geschaald met de gereduceerde constante van Planck. Laten we meteen onze actie uit (3.3) invullen:

$$\begin{aligned} \psi(x) &= \exp\left[\frac{i}{\hbar}S\right] \\ &= \exp\left[\frac{im}{2\hbar T} \left(\sqrt{(d+x)^2 + y^2} + \sqrt{(d-x)^2 + y^2} \right)^2\right]. \end{aligned} \quad (3.4)$$

Dit is de bijdrage voor één pad p afhankelijk van de positie x waar het pad reflecteert op de plaat. Volgens het tweede postulaat moeten we al deze bijdragen sommeren om de waarschijnlijkheidsamplitude te verkrijgen. Dit doen we door te integreren over alle mogelijke reflectiepunten x op de plaat. In plaats van te integreren van $-\infty$ tot ∞ kunnen we natuurlijk ook als grenzen 0 en ∞ nemen en de integraal veremenigvuldigen met 2 . Dat levert het volgende op:

$$\Psi = 2 \int_0^\infty \exp\left[\frac{im}{2\hbar T} \left(\sqrt{(d+x)^2 + y^2} + \sqrt{(d-x)^2 + y^2} \right)^2\right] dx. \quad (3.5)$$

Helaas is het uitrekenen hiervan niet triviaal. We hebben te maken met een kwadraat van twee wortels met daarin een polynoom van x . Hoe moeten we dit uitwerken?

Door een substitutie te maken is het mogelijk om integralen van de vorm

$$\int \exp[i\omega z(x)] dx \quad \text{om te schrijven naar} \quad \int f(z) \exp[i\omega z] dz.$$

Dit is de zogenaamde *Euler truc*. We zien dat we niet meer hoeven te integreren over een variabele die diep weggestopt is in de e -macht. In plaats daarvan is het uitrekenen van een specifieke Fourier-integraal voldoende. Wanneer we de substitutie uitrekenen komen we tot de conclusie dat

$$dx = \frac{\sqrt{(d+x)^2 + y^2} \cdot \sqrt{(d-x)^2 + y^2}}{2x(z - 4d^2)} dz. \quad (3.6)$$

Maar hier staat de variabele x nog in genoemd. Deze moeten we nog uitdrukken in z . Na enig rekenwerk kunnen we te weten komen dat

$$2 \cdot \sqrt{(d+x)^2 + y^2} \cdot \sqrt{(d-x)^2 + y^2} = z - 2y^2 - 2x^2 - 2d^2$$

en vervolgens

$$x^2 = \frac{z}{4} \left(1 - \frac{4y^2}{z - 4d^2} \right).$$

Zodat we de substitutie uit (3.6) kunnen omschrijven naar

$$\begin{aligned} dx &= \frac{z - 2x^2 - 2y^2 - 2d^2}{4x(z - 4d^2)} dz \\ &= \frac{16d^2(d^2 + y^2) - 8d^2z + z^2}{4(-4d^2 + z)^2 \sqrt{z - \frac{4y^2z}{-4d^2 + z}}} dz. \end{aligned} \quad (3.7)$$

Met (3.1) worden onze nieuwe grenzen

$$\begin{aligned} x \rightarrow \infty &\quad \Rightarrow \quad z \rightarrow \infty \\ x = 0 &\quad \Rightarrow \quad z = 4(y^2 + d^2). \end{aligned}$$

Na dit voorbereidend rekenwerk ontstaat de volgende integraal:

$$\Psi = 2 \int_{4(y^2+d^2)}^{\infty} \frac{16d^2(d^2 + y^2) - 8d^2z + z^2}{4(-4d^2 + z)^2 \sqrt{z - \frac{4y^2z}{-4d^2 + z}}} \exp \left[\frac{im}{2\hbar T} z \right] dz. \quad (3.8)$$

Helaas is het niet gelukt deze integraal in gesloten vorm op te lossen. De volgende stap zou zijn om de functie Ψ te normaliseren. Dit zouden we doen door de modulus kwadraat te integreren over alle mogelijke posities d van de detector en deze integraal gelijk te stellen aan één

$$C \int_{-\infty}^{\infty} |\Psi|^2 dd = 1.$$

3.3 TWEE DIMENSIONALE KERNELS

We kunnen nog een andere poging wagen door goed te kijken naar het resultaat uit §1.6. Is het mogelijk om twee kernels op te stellen: een voor het traject van B naar X en een voor het traject van X naar D ? Bekijk nog eens goed de variabelen in figuur 3.2. Op $t = 0$ vertrekt een deeltje uit B , dat is de positie $(-d, y)$. We nemen aan dat na een tijd t_1 het deeltje te vinden is op de plaat. In deze sectie nemen we de plaat niet oneindig lang, dus het reflectiepunt X ligt op $y = 0$ en x tussen $-l$ en l . Hierna vervolgt het deeltje zijn weg naar D op (d, y) waar het een tijd t_2 later aankomt.

Met deze gegevens kunnen we het experiment doorrekenen met behulp van twee twee dimensionale kernels. Een twee dimensionale kernel van een vrij deeltje is direct te verkrijgen uit (1.20) door x te generaliseren naar twee componenten x en y .

$$K(x, y, t; x', y', t') = \frac{m}{2\pi i \hbar (t - t')} \exp \left[\frac{im}{2\hbar} \frac{(x - x')^2 + (y - y')^2}{t - t'} \right]. \quad (3.9)$$

Merk op dat we in de voorfactor de wortel kwijt zijn. Aangezien we te maken hebben met twee vrijheidsgraden moeten we de voorfactor kwadrateren. De overgangsamplitude voor het traject van B naar X wordt

$$\begin{aligned} K(X, B) &= K(x, 0, t_1; -d, y, 0) \\ &= \frac{m}{2\pi i \hbar t_1} \exp \left[\frac{im}{2\hbar} \frac{(x + d)^2 + y^2}{t_1} \right]. \end{aligned} \quad (3.10)$$

En voor het traject van X naar D krijgen we

$$\begin{aligned} K(D, X) &= K(d, y, t_1 + t_2; x, 0, t_1) \\ &= \frac{m}{2\pi i \hbar t_2} \exp \left[\frac{im}{2\hbar} \frac{(d-x)^2 + y^2}{t_2} \right]. \end{aligned} \quad (3.11)$$

Dit zijn twee gebeurtenissen die na elkaar plaatsvinden op hetzelfde pad. Net zoals in §1.5 moeten we de overgangsamplitudes met elkaar vermenigvuldigen. Daarnaast moeten we nog integreren over alle mogelijke reflectiepunten X . Dat wil zeggen, alle mogelijke waarden van x , en die lag tussen $-l$ en l :

$$\begin{aligned} \psi(d) &= \int_{-l}^l K(D, X) \cdot K(X, B) dx \\ &= \left(\frac{m}{2\pi i \hbar} \right)^2 \frac{1}{t_1 t_2} \int_{-l}^l \exp \left[\frac{im}{2\hbar} \left(\frac{(x+d)^2 + y^2}{t_1} + \frac{(d-x)^2 + y^2}{t_2} \right) \right] dx \end{aligned} \quad (3.12)$$

We hebben nu een formule voor de *waarschijnlijkheidsamplitude* van een deeltje om van de bron, via de plaat, naar de detector te komen. Deze is afhankelijk van d , de plaats waar de detector staat.

De details van de verdere berekening zullen we de lezer besparen. Wel nemen we de belangrijkste tussenstappen door. Met behulp van Fresnelintegralen (zie ook §A.1 in appendix A) kunnen we de waarschijnlijkheidsamplitude van (3.12) uitrekenen. Het is niet zo vreemd dat we in deze berekening Fresnelintegralen tegenkomen. Ze komen veelvuldig voor binnen de optica, onder andere bij diffractie-experimenten. Voor onze waarschijnlijkheidsamplitude vinden we dat

$$\begin{aligned} \psi(d) &= -\frac{1}{4} \left(\frac{m}{\pi \hbar} \right)^{3/2} \frac{1}{\sqrt{t_1 t_2 (t_1 + t_2)}} \\ &\quad \cdot \exp \left[\frac{im}{2\hbar} \left(\frac{4d^2}{t_1 + t_2} + y^2 \left(\frac{1}{t_1} + \frac{1}{t_2} \right) \right) \right] \\ &\quad \cdot (\text{frec}[u_+] - \text{frec}[u_-] + i(\text{fres}[u_+] - \text{fres}[u_-])). \end{aligned} \quad (3.13)$$

Hierin zijn u_+ en u_- functies die afhangen van d , de positie van de detector. Ze worden gegeven door

$$u_{\pm}(d) := \sqrt{\frac{m}{\pi \hbar}} \frac{(\pm l + d)t_1 + (\pm l - d)t_2}{\sqrt{t_1 t_2 (t_1 + t_2)}}. \quad (3.14)$$

De volgende stap is het berekenen van de waarschijnlijkheidsdichtheid dat een deeltje door de plaat wordt gereflecteerd. Dat is de modulus kwadraat van de amplitude berekend in (3.13). Na het uitschrijven van de Fresnelintegralen vinden we dat

$$\begin{aligned} p(d) &= |\psi(d)|^2 \\ &= \frac{1}{16} \left(\frac{m}{\pi \hbar} \right)^3 \frac{1}{t_1 t_2 (t_1 + t_2)} \int_{u_-}^{u_+} \int_{u_-}^{u_+} \cos \left[\frac{\pi}{2} (p - q)(p + q) \right] dp dq. \end{aligned} \quad (3.15)$$

We hebben nu een dichtheid, maar we willen de kans zelf weten. Hiervoor moeten we alle mogelijke posities van de detector meenemen. Dat wil zeggen: we moeten integreren over d . Als we (3.16) goed bestuderen zien we een uitdaging. De integratievariabele d komt

alleen voor in de grenzen $u_{\pm}(d)$! Nadat we hiervoor enkele trucs hebben uitgehaald, volgt uiteindelijk

$$\begin{aligned} P &= 2 \int_0^{\infty} p(d) \, dd \\ &= \frac{1}{4} \left(\frac{m}{\pi \hbar} \right)^3 \frac{l}{t_1^2 t_2}. \end{aligned} \quad (3.16)$$

Helaas hebben we hiermee niet de berekening gedaan die we zouden willen doen. We hebben namelijk antwoord gegeven op de vraag

‘Wat is de kans om een deeltje in D aan te treffen op tijdstip $t_1 + t_2$ als het zich op t_1 op de plaat bevond.’

Het probleem zit in de aanname dat op t_1 het deeltje zich op de plaat moet bevinden. Deze stap is essentieel om bovenstaande berekening tot een goed einde te brengen. Zonder deze aanname kunnen we namelijk niet afzonderlijke kernels opstellen voor de trajecten van de bron naar de plaat en van de plaat naar de detector zoals in (3.10) en (3.11). Maar deze aanname strookt niet met het experiment uit hoofdstuk 2. Daar moet gelden dat $t_1 + t_2 = T$ en de snelheid v uit (3.2) is constant over het pad. Wanneer we nu t_1 uitdrukken in de afstanden zoals gegeven in figuur 3.2 zien we het volgende:

$$\begin{aligned} t_1 &= \frac{r_1}{v(x)} \\ &= \frac{r_1}{r_1 + r_2} T \\ &= \frac{\sqrt{(d+x)^2 + y^2}}{\sqrt{(d+x)^2 + y^2} + \sqrt{(d-x)^2 + y^2}} T. \end{aligned}$$

En analoog voor t_2 :

$$t_2 = \frac{\sqrt{(d-x)^2 + y^2}}{\sqrt{(d+x)^2 + y^2} + \sqrt{(d-x)^2 + y^2}} T.$$

Beide tijden zijn afhankelijk van x ! Dat betekent dat de tijden t_1 en t_2 vast liggen *per pad* en niet voor het *hele experiment*. We kunnen de kernel in (3.9) helemaal niet gebruiken om dit experiment door te rekenen, er is namelijk geen vast tijdstip t_1 waarop een deeltje zich op de plaat bevindt. Bij het maken van deze berekening hebben we in ons enthousiasme een aanname gemaakt die niet in overeenstemming is met het experiment. Helaas werkt deze methode dus ook niet.

4 Conclusie

De padintegraal wordt vaak gezien als conceptueel lastig en wiskundig abstract. We hebben het in hoofdstuk 2 voor elkaar gekregen om, met behulp van simpele reflecties aan een plaat, de belangrijkste eigenschappen van de padintegraal aanschouwelijk te maken. Allereerst het uitrekenen van de afzonderlijke *bijdragen*, zoals het derde postulaat van Feynman aangeeft. Deze kunnen we representeren met *fasoren*. Vervolgens het optellen van deze bijdragen. Dit is equivalent met het optellen van fasoren in het complexe vlak. De figuren die daarbij ontstaan geven inzicht in de begrippen *interferentie*, *constructief*, *dan wel destructief*, *nabij klassiek* en *ver van klassiek* en de *waarschijnlijkheidsamplitude* zelf. Kortom, we hebben er voor gezorgd dat we de wiskunde kunnen uitbeelden en dat de lezer zich iets kan voorstellen bij een padintegraal.

Het sluitend maken van deze formulering is helaas niet gelukt. Het normaliseren van de waarschijnlijkheidsamplitude die uit een reflectie-experiment komt rollen bleek lastig. Dat hebben we kunnen zien in hoofdstuk 3. Een één dimensionale methode blijkt niet mogelijk te zijn. Wanneer we een normalisatieconstante willen uitrekenen met dezelfde methode waarmee we in hoofdstuk 2 te werk zijn gegaan, blijkt de resulterende integraal analytisch ondoenlijk te zijn. Bij het uitwerken van een alternatief, hebben we een aanneme gemaakt die niet strookt met het experiment uit hoofdstuk 2.

Als het ons zou lukken om de normalisatie sluitend te krijgen, zouden we dit eenvoudige experiment verder kunnen uitbuiten om eigenschappen van padintegralen mee te testen, te visualiseren en te doorgronden. Helaas speelt tijd ook een rol, en hierdoor is er nog genoeg om uit te zoeken als vervolg op deze scriptie.

A Gebruikte standaardfuncties

A.1 FRESNELINTEGRALLEN

Bij de berekeningen in hoofdstuk 3 maken we gebruik van *Fresnelintegralen*. Dit zijn de functies $\text{fres}[z]$ en $\text{frec}[z]$. Ze zijn gedefinieerd als een integraal over respectievelijk de sinus en de cosinus van $\frac{\pi}{2}t^2$. De integratiegrenzen lopen van nul tot aan het argument z :

$$\text{fres}[z] := \int_0^z \sin\left[\frac{\pi}{2}t^2\right] dt \qquad \text{frec}[z] := \int_0^z \cos\left[\frac{\pi}{2}t^2\right] dt. \qquad (\text{A.1})$$

Door hun definitie als integraal, erven ze ook de eigenschappen hiervan. Zo kunnen we een min-teken uit het argument trekken:

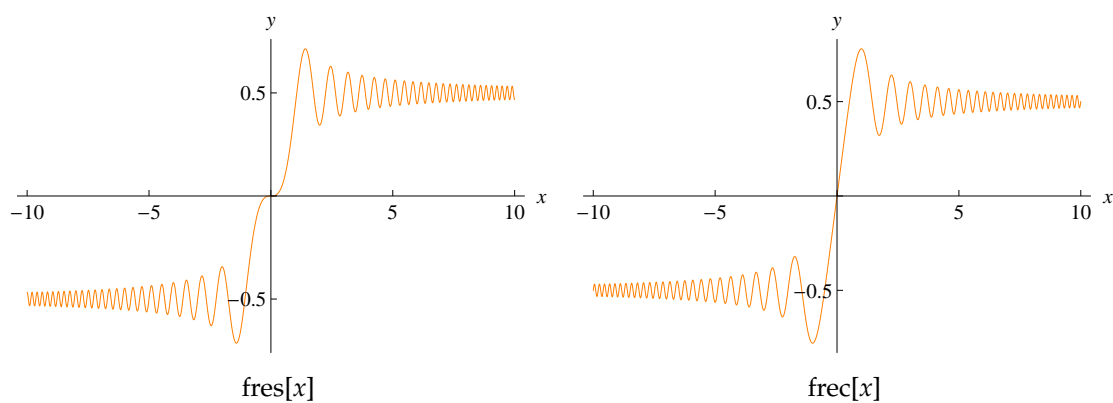
$$\text{fres}[-z] = -\text{fres}[z] \qquad \text{frec}[-z] = -\text{frec}[z] \qquad (\text{A.2})$$

Als argument kunnen we ook een complex getal opgeven. In het geval dat het argument volledig imaginair is, kunnen we de complexe eenheid i uit het argument trekken. In het geval van de sinus levert ons dat een *extra min* op:

$$\text{fres}[iz] = -i \text{fres}[z] \qquad \text{frec}[iz] = i \text{frec}[z] \qquad (\text{A.3})$$

Verder kunnen we in figuur A.1 zien dat beide functies in het oneindige convergeren naar een half:

$$\text{fres}[\infty] = \frac{1}{2} \qquad \text{frec}[\infty] = \frac{1}{2} \qquad (\text{A.4})$$



FIGUUR A.1 Fresnelintegralen, links de sinus, rechts de cosinus.

Fresnelintegralen kunnen we gebruiken bij het integreren van niet triviale exponenten. Zo komen we in §3.3 een kwadratische functie tegen in een exponent. Deze Gaussische functie is op te lossen met de identiteit

$$\int \exp[\alpha z^2 + \beta z + \gamma] dz = \frac{1-i}{2} \sqrt{\frac{\pi}{\alpha}} \exp\left[\gamma - \frac{\beta^2}{4\alpha}\right] \cdot \left(\operatorname{frec}\left[\frac{1+i}{2} \frac{\beta + 2\alpha z}{\sqrt{\pi\alpha}}\right] - i \operatorname{fres}\left[\frac{1+i}{2} \frac{\beta + 2\alpha z}{\sqrt{\pi\alpha}}\right]\right), \quad (\text{A.5})$$

met de kanttekening dat $\Re(\alpha) \neq 0$. Wanneer we bovenstaande integraal willen uitrekenen met grenzen $\pm\infty$ wordt de integraal gegeven door

$$\int_{-\infty}^{\infty} \exp[\alpha z^2 + \beta z + \gamma] dz = \frac{\sqrt{\pi}}{\sqrt{-\alpha}} \exp\left[\gamma - \frac{\beta^2}{4\alpha}\right]. \quad (\text{A.6})$$

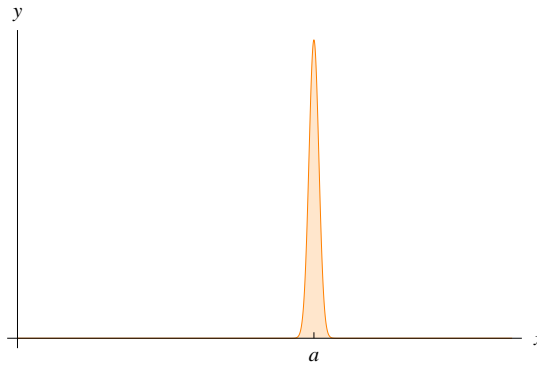
A.2 DIRAC DELTAFUNCTIE

De *een-dimensionale Dirac deltafunctie* $\delta(x)$ is een oneindig hoge, oneindig dunne piek met oppervlakte één. We definiëren hem stuksgewijs:

$$\delta(x) := \begin{cases} \infty & \text{als } x = 0 \\ 0 & \text{als } x \neq 0, \end{cases} \quad (\text{A.7})$$

met extra kanttekening dat wanneer we over de deltafunctie integreren, er één uit moet komen:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \delta(x) dx = 1 \quad (\text{A.8})$$



FIGUUR A.2 Dirac deltadistributie $\delta(x)$.

Het product van een nette functie $f(x)$ en de deltafunctie $\delta(x)$ levert overal nul op, behalve op $x = 0$. We selecteren als het ware de waarde van $f(x)$ op $x = 0$. Met behulp van bovenstaande definitie geldt

$$\int_{-\infty}^{+\infty} f(x)\delta(x) dx = f(0) \int_{-\infty}^{+\infty} \delta(x) dx = f(0).$$

Hierbij hoeven de grenzen niet van $-\infty$ tot $+\infty$ te lopen. Een klein gebied rond $x = 0$ is al voldoende. Het bovenstaande kunnen we generaliseren tot

$$\delta(x - a) := \begin{cases} \infty & \text{als } x = a \\ 0 & \text{als } x \neq a \end{cases} \quad \text{waarbij} \quad \int_{-\infty}^{+\infty} \delta(x - a) dx = 1 \quad (\text{A.9})$$

Er zijn verschillende integralen die een Dirac deltafunctie opleveren. In deze tekst maken wij gebruik van

$$\int_0^{\infty} \exp[ixz] dz = \pi\delta(x). \quad (\text{A.10})$$

B Mathematicacode

De methode van hoofdstuk 2 is uitgewerkt als programma in Wolfram Mathematica. Hieronder is de code van dit programma te vinden. Door te spelen met de waarden voor `plateLength` en `numberOfPaths` zijn de afbeeldingen in figuur 2.4 geproduceerd.

```
(* ::Title:: *)
(*Reflecties*)

(* ::Section:: *)
(*Invoer*)

5 (* ::Subsection:: *)
(*Variabelen*)

detectorDistance = 10
plateDistance    = 5
plateLength      = 14
10 numberOfPaths  = 15
time             = 93459

(* ::Subsection:: *)
(*Constanten*)

ElectronMass = 9.10938*10^-31;
15 hBar       = 1.05457*10^-34;
mass         = ElectronMass

(* ::Section:: *)
(*Berekening*)

(* ::Subsection:: *)
20 (*Positie van bron en detector*)

sourcePosition = {-(detectorDistance/2), plateDistance}
detectorPosition = {+(detectorDistance/2), plateDistance}

(* ::Subsection:: *)
(*Maat*)

25 measure = 1
```

MATHEMATICACODE

```

(* ::Subsection:: *)
(*Reflectiepunten*)

pointDistance = plateLength/numberOfPaths
reflectionPoints = Table[{- (plateLength/2) + n*pointDistance, 0},
30      {n, 0, numberOfPaths}];

(* ::Subsection:: *)
(*Paden*)

paths = {sourcePosition, #, detectorPosition} & /@ reflectionPoints;
pathLengths = EuclideanDistance[sourcePosition, #]
35      + EuclideanDistance[#, detectorPosition] & /@ reflectionPoints;

(* ::Subsection:: *)
(*Actie*)

velocities = pathLengths/time;
actions = 1/2*mass*velocities^2*time;
40 phases = actions/hBar;

(* ::Subsection:: *)
(*Fasoren*)

phasors = measure*Exp[I*phases];
phasorSums = FoldList[Plus, 0, phasors];
45 phasorPoints = {Re[#], Im[#]} & /@ phasorSums;
result = Last[phasorSums]
resultPoints = {{0, 0}, {Re[result], Im[result]}}

(* ::Section:: *)
(*Uitvoer*)

50 ListLinePlot[paths]
ListPlot[actions]
ListLinePlot[{phasorPoints, resultPoints},
      PlotStyle -> {RGBColor[0.996, 0.800, 0.620],
      Directive[Orange, Thick]},
55      PlotMarkers -> {Automatic, Tiny},
      AxesLabel -> {Re, Im},
      AxesStyle -> Larger,
      Ticks -> None]

Abs[result]
60 Arg[result]

```

Literatuur

- [1] W. J. Beenakker, *Dictaat bij het college Kwantummechanica 2*. (2009).
- [2] W. J. Beenakker, *Dictaat bij het college Analytische Mechanica*. (2007).
- [3] J. R. Taylor, *Classical mechanics*. (2005).
- [4] R. P. Feynman and A. R. Hibbs, *Quantum mechanics and path integrals*. (McGraw-Hill, New York, 1965).
- [5] R. Feynman, *QED: De zonderlinge theorie van licht en materie*. (Aramith, Amsterdam, 1988).
- [6] R. D. Klauber, *Path Integrals in Quantum Theories: A Pedagogic First Step*. (2010).

