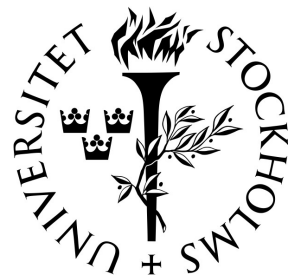


KVANTTANKAR

En inledning till kvantfysik med fokus på tankeexperiment

Sören Holst

Material till kursen Tankeexperiment i fysiken,
sommaren 2014



Kapitel 1

Krusningar i tillvaron

Efter två framgångsrika sekler befann sig den Newtonska mekaniken plötsligt i kris vid 1900-talets början. Newtons absoluta rum och tid omintetgjordes av den speciella relativitetsteorin. Den nya bilden av rumtiden – präglad av begrepp som relativ samtidighet och tidsdilatation – tvingade även fram en modifiering av grundläggande mekaniska begrepp. Vid hastigheter jämförbara med ljusets fungerar inte längre de Newtonska sambanden mellan storheter som massa, energi och rörelsemängd. I och med Einsteins allmänna relativitetsteori – publicerad cirka tio år efter den speciella – kullkastades även Newtons gravitationslag. Enligt Einsteins teori är gravitationen ingen kraft, utan ett uttryck för rumtidens krökning. Så länge man bara har att göra med måttlig gravitation ger de båda teorierna – Einsteins och Newtons – identiska förutsägelser, men för starka gravitationsfält skiljer de sig åt. Det stod snart klart att det var Einsteins teori som var den korrekta.

Den Newtonska mekaniken hade alltså i och med relativitetsteoriernas tillkomst visat sig otillräcklig på två områden: vid höga hastigheter och starka gravitationsfält. Men detta var inte nog. Inom något årtionde skulle Newtons teori komma att falla på ytterligare en front: den visade sig inte kunna beskriva materiens minsta beståndsdelar, eller processer där enskilda atomer blir relevanta. Därmed föll Newtons mekanik slutgiltigt som grundläggande modell för materien och dess växelverkningar.

Kvantfysiken är den teori som har kommit att ersätta Newtons när det gäller grundläggande frågor om materiens beskaffenhet, och särskilt vad beträffar processer på mycket små skalor. Den växte fram under 1900-talets tre första decennier som resultatet av en serie experimentella och teoretiska landvinningar. Det skulle leda för långt att gå in på denna historiska utveckling i någon detalj här, men i detta kapitel ska vi diskutera några av de viktigaste experimenten och de slutsatser man kunde dra av dem. Med detta som bakgrund ska vi sedan i följande kapitel se på några av teorins mest kända tankeexperiment.

Ljuset som partiklar

Redan 1887 hade Heinrich Hertz upptäckt den så kallade fotoelektriska effekten: om en metall yta belyses med ljus (eller med mer högfrekvent elektromagnetisk strålning) kan man få elektroner att lämna metallens yta. Ljuset slår, så att säga, bort elektronerna ur ytan. Fenomenet uppvisar egenskaper som är svåra att förklara med Maxwells teori för ljuset. Exempelvis ökar energin (d.v.s. farten) hos de bortslagna elektronerna om man ökar ljusets frekvens. Däremot ökar *inte*

elektronernas energi om man i stället ökar ljusets intensitet, vilket borde vara fallet enligt Maxwells teori. En annan märklig egenskap är att det krävs en viss minsta frekvens för att några elektroner överhuvudtaget ska lämna metallens yta. Är frekvensen mindre än detta kritiska värde hjälper det inte hur stor ljusintensiteten än är – inga elektroner kommer slås bort i alla fall.

Einstein föreslog 1905 att effekten kunde förklaras om man i stället för att betrakta ljuset som en våg – som i Maxwells teori – beskriver det som en ström av partiklar, så kallade fotoner¹. Frekvensen f hos ljusvågen tänks då motsvara en viss energi hos de enskilda ljuspartiklarna, enligt formeln

$$E = hf$$

där h är en konstant, nämligen den så kallade Plancks konstant: $h \approx 6,6 \cdot 10^{-34}$ Js. Ju större frekvensen är hos ljuset – ju blåare det är – desto större är alltså energin hos motsvarande fotoner. Man kan se det som att ljusvågen är uppdelad i små energipaket, eller ljuskvanta. Så länge ljusvågen inte växelverkar med något går det bra att betrakta den som just en våg. Men så snart den växelverkar gör den det alltid genom att “lämna ifrån sig” ett helt antal energipaket. Det blir då relevant att i stället betrakta ljuset som ett flöde av fotoner.

Hur kan detta förklara de nyss nämnda egenskaperna hos den fotoelektriska effekten? Jo, att en elektron i metallen träffas av en foton innebär att elektronen *absorberar* fotonen, dvs. att hela fotonens energi överförs till just den elektronen. För att elektronen ska slitas loss ur metallen krävs förstås en viss minsta energimängd. Om den absorberade fotonens energi är lägre än detta tröskelvärde kommer den inte att räcka till för att få elektronen att lämna metallen. Eftersom fotonenergin beror på ljusets frekvens enligt formeln ovan, krävs därför en viss minsta frekvens hos ljuset för att effekten ska uppstå. Men om ljusets frekvens överstiger detta minsta värde kommer fotonenergin som absorberas av elektronerna att räcka till inte bara för att de ska lämna metallen, utan också för att ge dem extra rörelseenergi. Därför ökar de bortslitna elektronernas fart när ljusets frekvens ökar. Hur blir det då om ljusets intensitet ökar? Borde inte det också leda till större energi hos de bortslitna elektronerna? Nej, ökad ljusstyrka innebär bara *flera* fotoner, och därmed att flera elektroner i metallen träffas av en foton. Flera elektroner kommer alltså att lämna metallytan, men energin hos var och en av dem förblir densamma som med svagare ljus.

Einstein var dock inte först med att föreslå sambandet $E=hf$ mellan energi och frekvens. Det hade utnyttjats några år tidigare av Max Planck för att förklara fördelningen av olika våglängder i så kallad svartkroppsstrålning – dvs. den värme som alla heta kroppar avger i form av elektromagnetisk strålning. För att lyckas härleda ett matematiskt uttryck som stämde med de spektra man observerade var Planck tvungen att anta att den strålning som lämnar en het kropp är kvantiserad just enligt formeln $E=hf$. Det vill säga: elektromagnetisk strålning med en viss frekvens f måste lämna kroppen i små paket om energi E . Planck menade dock att orsaken till denna kvantisering stod att finna i egenskaperna hos den materia som sänder ut strålningen, inte i strålningen själv. Så den förste att verkligen tala om “ljuskvanta” blev faktiskt Einstein.

Att en foton bär med sig en viss energi E innebär med nödvändighet att den också har en viss rörelsemängd p . Enligt relativitetsteori finns nämligen ett allmänt samband mellan energin och rörelsemängden hos en kropp som rör sig med farten v :

$$p = \frac{E v}{c^2}$$

1 Själva termen foton kom i bruk först ungefär 20 år senare. Einstein själv talade om “ljuskvanta”.

Just för en ljuspuls, eller foton, är farten $v = c$, så i detta fall blir sambandet $p = E/c$. Om vi kombinerar detta med $E = hf$, får vi uttrycket

$$p = \frac{hf}{c}$$

För att karaktärisera ljusvågen kan vi i stället för dess frekvens använda dess våglängd, d.v.s. avståndet mellan två på varandra följande vågtoppar. Våglängden λ ges av vågens utbredningshastighet c dividerad med frekvensen f , så sambandet mellan fotonens rörelsemängd och dess våglängd blir

$$p = \frac{h}{\lambda}$$

Denna formel, tillsammans med motsvarande uttryck för energin, $E = hf$, ger sambandet mellan ljusets vågegenskaper (våglängd och frekvens) och fotonens mer partikellika egenskaper (rörelsemängd och energi).

Vi har redan berört två av de första experimentella beläggen för ljuspartikeln: svartkroppsstrålningen och den fotoelektriska effekten. Ett tredje belegg kom 1923 när Compton lät ljus spridas mot elektroner (i en metall). Han kunde observera att fotonernas våglängd ändrades under spridningen, något som var svårt att förklara enbart med hjälp av Maxwells vågteori för ljuset. Om man däremot betraktar ljuset som en ström av fotoner, som man föreställer sig kolliderar elastiskt med elektronerna, är det naturligt att fotonernas rörelsemängd minskar i kollisionerna. Enligt formeln ovan innebär det att våglängden ökar.

Hur ska man då förstå detta fotonbegrepp? Hur går det ihop med att ljuset också måste beskrivas som en elektromagnetisk våg? Hur kan ljuset utgöras både av vågor och partiklar på samma gång? Detta är en aspekt av den så kallade våg-partikeldualiteten i kvantfysiken. Det var kanske det första i en lång rad kvantmysterier som fysikerna skulle komma att brottas med under första hälften av 1900-talet. Vi kommer få anledning att återkomma till detta problem – och dess lösning. För tillfället nöjer vi oss med konstaterandet att en del experiment med ljus enklast förklaras genom att betrakta ljuset som en våg, medan andra snarare verkar tyda på att ljuset utgörs av partiklar, fotoner.

Materien som vågor

Parallellt med diskussionerna kring ljusets natur pågick en annan utveckling inom fysiken. Efter ett halvt sekel av tvistande hade man nu blivit på det klara med att atomer verkligen existerade, och arbete pågick med att förstå deras struktur och uppbyggnad. Rutherford visade omkring 1910 att atomen har en positivt laddad kärna, koncentrerad till atomens mitt, och att denna är omgiven av ett hölje – eller skal – av negativt laddade elektroner. Det var naturligt att anta att elektronerna i atomens skal kretsar kring kärnan ungefär som planeter som kretsar kring en sol. Men en elektron som kretsar kring kärnan borde enligt Maxwells teori avge elektromagnetisk strålning. Den skulle därmed mycket snabbt förlora sin energi, och falla in i kärnan. Hur kan Rutherfords atom vara stabil? Ett annat svårförklarligt faktum utgjordes av de sedan länge kända atomspektrum: atomer kan absorbera och sända ut ljus, men bara av vissa karaktäristiska våglängder, olika för olika atomslag.

I försök att lösa dessa problem lade den danske fysikern Niels Bohr år 1913 fram sin atommodell. Bohr antog att atomens elektroner bara kan röra sig på vissa banor, svarande mot bestämda energinivåer. Speciellt fanns där en lägsta möjlig energinivå – en innersta elektronbana. Detta

gjorde atomen stabil, för elektronerna i denna innersta bana kunde inte förlora sin energi. Om elektronerna tillfördes energi i form av ljus kunde de absorbera denna och hoppa ut till högre energinivåer. På motsvarande sätt kunde de hoppa in till lägre energinivåer under utsändande av ljus motsvarande energiskillnaden mellan nivåerna. Tillsammans med sambandet mellan energi och frekvens förklarade detta varför atomer bara kan absorbera eller sända ut ljus av speciella våglängder.

Även om Bohrs bild av atomen hade en viss förklaringskraft så var det från början klart att den endast utgjorde en preliminär förklaringsmodell. Bohrs antaganden om de fixa energinivåerna fungerade visserligen, men verkade samtidigt strida mot den klassiska fysiken: det finns enligt denna inte någon anledning till att bara vissa energinivåer skulle vara tillåtna.

Situationen började dock klarna när de Broglie 1924 föreslog att den dualitet mellan våg- och partikelegenskaper som man mer eller mindre hade tvingats acceptera när det gällde ljusets natur, även gällde vanlig materia. Precis som att en foton med energin E motsvarar en viss frekvens E/h , så kan en partikel vilken som helst – exempelvis en elektron i en atom – med energi E under vissa omständigheter ta sig uttryck som en våg med frekvens E/h . Bohrs fixa elektronbanor kunde då förstås, åtminstone kvalitativt, som stående vågor hos elektronvågen: på samma sätt som att en gitarrsträng bara kan svänga med vissa våglängder – nämligen de som "passar in" mellan strängens ändpunkter – så kan en elektron begränsad till en atom bara svänga på vissa sätt. Varje svängningstillstånd motsvarar en energinivå i Bohrs modell.

De Broglies djärva idé utvecklades och gjordes mer precis av Schrödinger, som 1926 publicerade sin allmänna vågekvation för materievågor. Efter ett par decennier av förvirrande och till synes motsägelsefulla experimentresultat erbjöd Schrödingers teori en mer enhetlig beskrivning av kvantfenomenen. Det var en efterlängtd utveckling, och Schrödingers ekvation blev snabbt accepterad av fysikersamhället. Äntligen hade man tillgång till en detaljerad beskrivning av atomen – en beskrivning som på kort tid visade sig stämma mycket väl överens med experiment och observationer.

Materiens vågnatur var därmed ett oåterkalleligt faktum. Det stod klart att en partikel med energi E och rörelsemängd p i någon mening är att betrakta som en våg med frekvens f och våglängd λ enligt de Broglies samband:

$$p = \frac{h}{\lambda} \quad E = hf$$

Frågan är bara vad detta egentligen betyder: hur kan något vara både partikel och våg? Vad som egentligen menas med denna våg-partikel dualitet kommer att bli klarare allt eftersom vi ser fler exempel på kvantmekaniska fenomen, men låt mig redan nu ge en antydning om hur dualiteten kan förstås. All materia är i grunden att betrakta som vågor. Men när dessa vågor utsätts för växelverkan av sådant slag att det sker ett energiutbyte, så måste den energi som vågen lämnar ifrån sig alltid utgöras av ett helt antal kvanta. Energin i varje sådant energipaket uppfyller de Broglies samband. Det är denna kvantisering vid energiutbyten som ger materien dess partikelkaraktär.

Våg-partikel dualiteten är faktiskt i sig själv inte ett så stort mysterium som den ibland framställs som, inte minst i populärvetenskapliga sammanhang. Däremot har den ett nära samband med många andra märkligheter inom kvantfysiken. Vi kommer se hur den medför en i naturen inneboende slumpmässighet, främmande från klassisk fysik; hur den innebär att vissa observerbara storheter inte kan vara välbestämda på samma gång; hur den förutsätter en form av "icke-lokalitet" – att mätresultaten på en plats inte alltid är oberoende av mätresultaten på en annan plats långt därifrån.

De flesta av kvantfysikens många tankeexperiment belyser på ett eller annat sätt dessa kontraintuitiva aspekter. Tankeexperimentens roll inom kvantfysiken har framför allt varit att bringa reda i hur teorins ofta svårsmälta förutsägelser kan eller bör tolkas – att utröna teorins filosofiska konsekvenser. Här föreligger en intressant skillnad om man jämför med tankeexperimentens betydelse inom relativitetsteorin. Där spelade tankeexperimenten en central roll för själva utvecklingen av teorin. Exempel är Einsteins tidiga fantiserande om att färdas tillsammans med en ljuspuls, hans tankeexperiment med magnet och spole, samt hans ljusblitzar observerade från tåg. Kvantfysiken, däremot, var praktiskt taget helt färdigutvecklad innan tankeexperiment började tillämpas på den. Denna skillnad är egentligen inte att undra på om man betänker de båda teoriernas olika bakgrund. Den speciella relativitetsteorin utvecklades från fastlagda principer, väl lämpade som utgångspunkt för tankeexperiment. Kvantfysiken å sin sida började som ett virrvarr av förbluffande experimentella resultat och preliminära hjälphypoteser. Det var först i och med att teorin fullbordades under 20-talet, som dess grundläggande principer stod klara. Eftersom tankeexperiment ofta förutsätter att det finns någon sorts allmän princip att utgå från – en princip som tankeexperimentet låter konfronteras med någon specifik situation – är det alltså inte konstigt att deras entré på den kvantfysiska arenan lät vänta på sig.

Efter att det teoretiska ramverket hade lagts under 20-talet av fysiker som Schrödinger, Heisenberg och Born, stod forskarvärlden inför ett dilemma som saknade motstycke i idéhistorien – ett dilemma som vi lever med än idag. Kvantfysiken är en fantastiskt framgångsrik teori: med dess hjälp har vi förstått atomens byggnad och alla grundämnens egenskaper; vi har kunnat göra förutsägelser med aldrig tidigare skådad precision; teorin ligger bakom en rad tekniska innovationer, från lasrar och transistorer till modern nanoteknologi. Ändå är teorin – på ett för de flesta irriterande sätt – notoriskt oklar angående verklighetens egentliga beskaffenhet. Vi kommer att se hur kvantfysiken ständigt sviker våra förhoppningar om att få reda på hur saker och ting *egentligen* är. Teorin fungerar bra i den meningen att den levererar korrekta förutsägelser. Men det finns än idag ingen konsensus kring hur dess regelverk bör tolkas.

Kanske är det denna kontrast mellan kvantfysikens praktiska användbarhet å den ena sidan, och dess dunkla budskap om tillvarons yttersta beskaffenhet å den andra, som gjort teorin till en så sällsynt god jordmån för tankeexperiment?

Vågor och interferens

Innan vi kan ge oss i kast med de kvantmekaniska tankeexperimenten måste vi reda ut några grundläggande egenskaper hos vågor – egenskaper som gäller även klassiska vågor.

Vi har redan använt begreppen våglängd och frekvens för att karaktärisera vågor. Låt oss för tydlighets skull precisera dessa begrepp. Våglängden avser alltså avståndet mellan två på varandra följande vågtoppar (eller vågdalar). För att begreppet ska vara väldefinierat för vågen som helhet förutsätts att alla vågtoppar är exakt likadana, och att avståndet mellan alla intilliggande vågtoppar är exakt lika: om hela vågen förskjuts en hel våglängd, så att en vågtopp hamnar där en annan förut befann sig, så ska det inte märkas någon skillnad. Strikt talat måste alltså en våg vars våglängd är väldefinierad ha oändlig utsträckning. Givetvis kan man tala om våglängden även för en våg som inte är oändlig, men i så fall är dess värde med nödvändighet något oprecist. Vi ska återkomma till detta nedan.

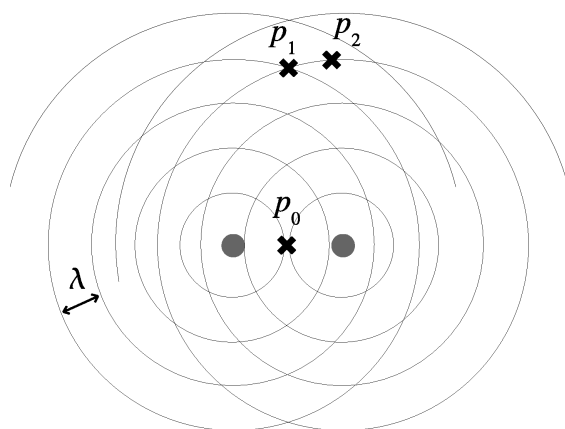
När man talar om våglängd tänker man sig alltså en *ögonblicksbild* av vågen. Våglängden är avståndet mellan alla intilliggande vågtoppar i detta fixerade ögonblick. Begreppet frekvens, däremot, har att göra med vad som händer vid en fixerad *position* när vågen passerar. Vi kan till exempel föreställa oss en kork som ligger på en vattenyta och guppar upp och ner när en våg passerar. Säg att korken är uppträdd på en vertikal stång längs vilken den kan röra sig friktionsfritt –

detta för att förhindra eventuella rörelser i sidled. Det antal svängningar per sekund som korken utför längs stängen är vågens frekvens. Precis som när det gäller våglängd så förutsätts här att korkens svängningar är helt regelbundna, att en svängning upp och ner är identisk med nästa. En exakt väldefinierad frekvens förutsätter alltså att korken ligger och guppar på samma sätt under oändligt lång tid. Precis som i fallet med våglängden så kan vi naturligtvis tala om frekvens även då gupandet bara sker under en viss tidsrymd. Men i så fall är inte frekvensens värde helt väldefinierad. Detta återkommer vi också till.

Den intressantaste egenskapen hos vågor – och den för kvantfysiken mest relevanta – är att de kan samverka utan att för den skull påverka varandra.² Vad menas med detta? Jo, om vi har två vågor, som kommer från varsin källa och vars vägar korsas, så kommer de samverka i det område som de båda passerar, men när de väl lämnat detta område är de helt intakta. Deras gemensamma effekt i det område där de samverkar, är då helt enkelt summan av deras individuella effekter. Denna egenskap utgör grunden när man analyserar *interferens* mellan vågor.

Låt oss ta ett exempel. Om man kastar två stenar på en stilla vattenyta, kommer det bildas ett cirkulärt vågmönster kring de båda nedslagspunkterna, i form av koncentriskt växande cirklar. När cirklarna från de båda nedslagen möts, bildas ett mönster på ytan som kan se rätt komplext ut: på somliga ställen i detta område guppar vattenytan kraftigt, på andra ställen guppar den nästan inte alls. Detta är exempel på ett interferensmönster. Det ser komplicerat ut, men utgörs i själva verket bara av två överlagrade vågor, som i övrigt är oberoende av varandra.

För att lättare kunna analysera vad som pågår ersätter vi stenarna med två små våggeneratorer, se figur 1:1. Vid det som nyss var stenarnas nedslagspunkter placerar vi alltså i stället två vibrerande



Figur 1:1 Två vibrerande plattor bildar två överlappande cirkulära vågor på en vattenyta. I punkter som ligger lika långt från båda plattorna kommer vågorna att förstärka varandra – så är fallet i t.ex. p_0 och p_1 . I punkten p_2 däremot, som ligger fyra respektive fyra och en halv våglängder bort från källorna släcker vågorna ut varandra.

plattor precis vid vattenytan. Dessa bildar varsin cirkulär våg med samma våglängd λ . Vi antar att våggeneratorerna är i fas med varandra, dvs. att i samma ögonblick som den ena vibrerande plattan är i sitt översta läge är den andra det också.

² Mer precist gäller detta så kallade linjära vågor, alltså vågor som uppfyller linjära ekvationer. Exempel är klassiska ljus- och ljudvågor, samt till en hygglig approximation vattenvågor.

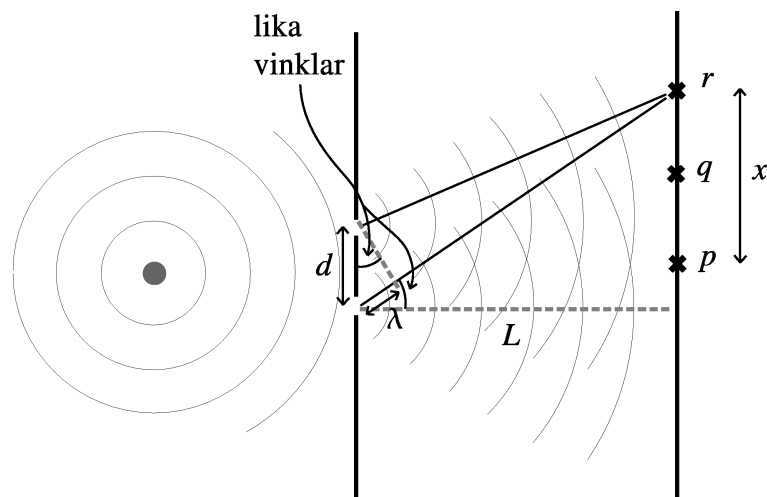
Betrakta nu den punkt på vattenytan som ligger precis mitt emellan de två vibrerande plattorna. Eftersom det är lika långt till båda plattorna, och eftersom vi antagit att de är i fas med varandra, så måste de två vågornas effekter i just denna punkt vara identiska: när vågen från den ena plattan lyfter vattenytan i denna punkt, så gör vågen från den andra plattan det också. De båda vågorna samverkar tydligen i denna punkt, varför vattenytan här kommer att guppa kraftigt upp och ner. Men säg att vi flyttar oss något ur denna punkt, och i stället betraktar en punkt där avståndet till de båda vibrerande plattorna skiljer sig åt med exakt en halv våglängd. Här kommer vågen från den ena plattan att ha precis motsatt effekt jämfört med vågen från den andra: när den ena vågen tenderar att lyfta vattenytan, så tenderar den andra att få den att skjunka. Här kommer tydligen de båda vågorna att släcka ut varandras effekter: vattenytan är just i denna punkt helt stilla.

Om vi utvidgar resonemanget något ser vi att i alla de punkter där avståndet till de båda plattorna skiljer sig åt med ett helt antal våglängder, så kommer de två vågorna att samverka. Här guppar vattenytan mycket. Men i alla punkter där dessa avstånd i stället skiljer sig med ett halvt antal våglängder så kommer effekterna från de båda våggeneratorerna i stället att släcka ut varandra. Resultatet blir ett mönster på vattenytan med ömsom guppande partier, ömsom stillastående partier.

Även om man bara skulle ha tillgång till en enda våggenerator kan man enkelt åstadkomma ett interferensmönster. Man placerar då helt enkelt en skärm med två vertikala springor – en så kallad dubbelspalt – en liten bit från våggeneratorn. Vågen kommer naturligtvis att stoppas av skärmen utom vid de två springorna, så på andra sidan om skärmen fungerar var och en av springorna som en egen vågkälla. Om springorna dessutom är placerade mitt framför våggeneratorn – alltså på så sätt att det är lika långt från generatorn till respektive springa – så är de två vågorna som kommer fram ur varsin springa i fas med varandra. Precis som ovan kommer de att bilda ett interferensmönster på vattenytan bakom skärmen, ett mönster med ömsom guppande och ömsom lugna områden.

Motsvarande måste förstås äga rum oberoende av vilken sorts våg det är som faller in mot skärmen med de två springorna. Det må handla om ljus, ljud eller något annat. Men om interferensmönstret ska gå att urskilja bör avståndet mellan de två springorna helst inte skilja sig med alltför många storleksordningar från den aktuella våglängden. Så om man vill observera interferensmönster med till exempel ljus, som har en våglängd på mindre än en tusendels millimeter, vill det till att man har en mycket fin dubbelspalt!

Om man utförde experimentet med just ljus, skulle man lämpligen placera en annan skärm en bit bakom dubbelspalten, parallell med denna, och observera ljuset som föll på skärmen. Hur kan vi beskriva det mönster som skulle uppstå där? Låt oss återgå till vattenytan, och betrakta dess rörelser längs en linje parallell med dubbelspalten, alltså där vi tänker oss att skärmen skulle placeras om vi utförde motsvarande experiment med ljus. Vi börjar med punkten p längs linjen, belägen symmetriskt bakom springorna, se figur 1:2. Det är lika långt från punkten p till båda springorna, så de två vågorna är uppenbarligen i fas när de når denna punkt. De förstärker varandra, så här guppar vattenytan rejält. Om vi följer linjen kommer vi snart hamna i en punkt q , sådan att avståndet till springorna skiljer sig åt med precis en halv våglängd – här släcker vågorna ut varandra, och vattenytan ligger stilla. Ytterligare en liten bit bort längs linjen, vid punkten r , skvalpar det återigen. Skälet är förstås att avstånden till springorna nu skiljer sig åt med precis en hel våglängd, så även om vågen från den ena springan kommer fram senare än den andra, så ligger de i fas med varandra i alla fall, och förstärker således varandra. Så här fortsätter det förstås när vi går längs linjen: lugna och skvalpande partier avlöser varandra. Om vi utförde experimentet med ljus, och om linjen var den skärm där vi observerade ljuset, så skulle vi tydligen erhålla ett mönster bestående av ömsom ljusa och mörka partier.



Figur 1:2 Bakom en skärm med två vertikala springor uppstår ett interferensmönster. I punkten p uppstår ett maximum eftersom den är belägen lika långt från båda springorna. I punkten r uppstår också ett maximum eftersom avståndet till den nedre springan i figuren är precis en våglängd större än avståndet till den övre.

Vi kan enkelt ta fram ett matematiskt uttryck för avståndet x mellan centrumpunkten p och det första maximum r . Säg att avståndet mellan de två springorna är d och att avståndet mellan dubbelspalt och den linje där vi observerar mönstret är L . För enkelhets skull antar vi att avståndet L är mycket större än d (något som alltid är fallet när man gör experimentet med ljus). Det som gör att det första maximum ligger i punkten r är, som vi sett, att avståndet från denna punkt till respektive springa skiljer sig med precis en våglängd λ . Under vårt antagande att L är mycket större än d , så måste de två vinklarna som markerats i figuren vara lika, vilket innebär att

$$\frac{x}{L} \approx \frac{\lambda}{d}$$

Avståndet x mellan mönstrets centrala maximum och det intilliggande är alltså

$$x \approx \frac{\lambda L}{d}$$

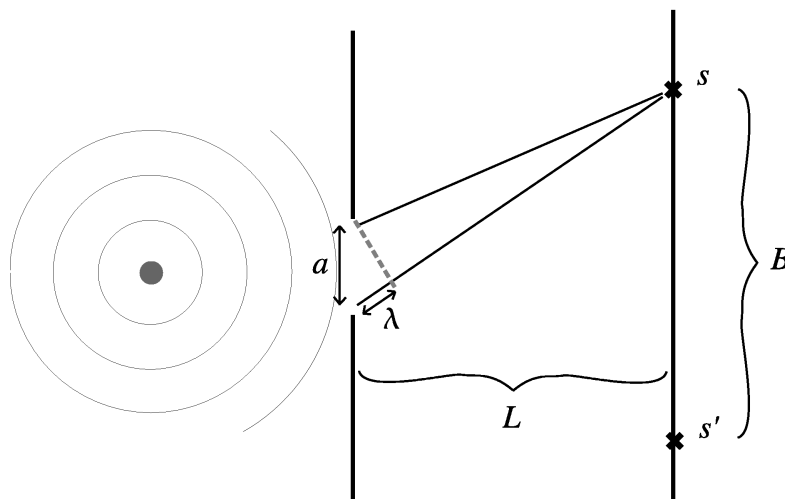
Det som är viktigt att komma ihåg med detta uttryck är att ju mindre avståndet d mellan springorna är, desto större blir avståndet mellan interferensmönstrets ränder.

Ett liknande mönster uppstår faktiskt även när en våg passerar en enda springa. Förklaringen, som vi strax kommer till, är mycket snarlik den ovan, men i detta fall brukar mönstret i stället benämnas *diffraktionsmönster*. (Diffraktion är en något allmänare term än interferens: den betecknar vanligen alla typer av vågfenomen som uppstår när en våg passerar ett hinder.)

För att förstå hur diffraktionsmönstret uppstår återvänder vi till vattenvågen, men byter alltså ut skärmen med två springor i mot en ny skärm med bara en enda springa, låt oss säga med bredd a . För att kunna analysera den våg som kommer fram ur hålet på skärmens andra sida, kan vi tänka oss att denna våg egentligen uppstår genom en rad mycket små våggeneratorer placerade intill varandra

just i springan. Varje enskild punkt i springan betraktas alltså som en egen våggenerator. Låt oss nu se vad som händer i en viss punkt s på linjen bakom skärmen, se figur 1:3. Denna punkt är belägen så att avståndet till springans ena kant är precis en våglängd mindre än avståndet till springans andra kant. Det måste betyda att avståndet till springans mitt är precis en halv våglängd större än avståndet till den närmaste av springans kanter. Motsvarande våggeneratorer – den precis i mitten av springan och den i ena kanten – kommer då att generera vågor som precis släcker ut varandra i punkten s . På samma sätt kommer den våggenerator som i figuren befinner sig en millimeter nedanför springans övre kant att generera en våg som i punkten s helt släcker ut vågen från den generator som är placerad en millimeter nedanför springans mitt. Detta eftersom avståndet till dessa två generatorer också skiljer sig med exakt en halv våglängd. Faktum är att just för punkten s kommer varje våg som kommer från en generator i springans övre halva att släckas ut av en våg som kommer från dess nedre halva. Därför kommer vattenytan att vara stilla i punkten s .

Samma resonemang gäller för alla punkter på linjen för vilka avstånden till springans övre respektive nedre kant skiljer sig åt med ett helt antal våglängder. Görs experimentet med ljus i stället blir resultatet en serie mörka band på den i övrigt upplysta skärmen, alltså ett mönster inte helt olikt det interferensmönster som uppstår med två springor. Vi kan till och med utgå från samma formel som ovan för att ta reda på bredden hos diffraktionsmönstrets centrala maximum, d.v.s. avståndet mellan punkten s och motsvarande punkt i figurens nederdel.



Figur 1:3 Bakom en skärm med en springa i uppstår ett diffraktionsmönster. Punkten s befinner sig en våglängd längre bort från springans nedre kant än från den övre. Om man tänker sig en rad av små våggeneratorer i springan så kommer effekten från dem att släckas ut i punkten s . Denna punkt blir alltså mönstrets första minimum. Bredden på mönstrets centrala maximum är B .

Låt oss jämföra resonemangen i de båda fallen. Punkten r i fallet med två springor var sådan att avståndet till springorna skiljde sig med en hel våglängd. Det gav upphov till ett *maximum* i denna punkt. Punkten s i fallet med en springa är sådan att avståndet till springans båda kanter skiljer sig med en hel våglängd. Men nu innebär detta i stället ett minimum i punkten s . Om vi alltså i interferensformeln ovan byter ut spaltavståndet d mot springans bredd a , så erhåller vi avståndet till diffraktionsmönstrets första *minimum*. Bredden B på det centrala maximumet är förstås det dubbla avståndet. Sammantaget har vi resultatet

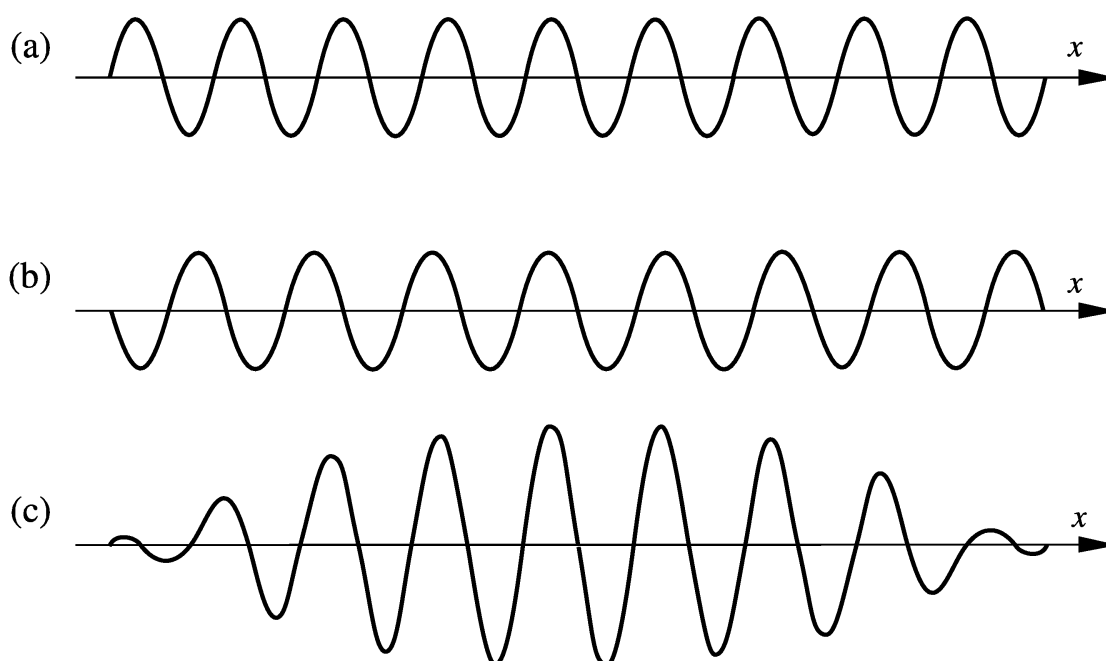
$$B \approx \frac{2 \lambda L}{a}$$

Det som är viktigt att lägga på minnet från detta uttryck är att diffraktionsmönstret blir bredare när springan blir smalare. Det betyder exempelvis att om man vill erhålla en riktigt skarp bild av ett föremål, till exempel via en kamera eller ett mikroskop, så kan man inte låta ljuset från föremålet passera genom alltför små optiska öppningar. Bilden kommer i så fall att bli ohjälpligt suddig på grund av diffraction.

Lokaliserade vågor

Som nämdes tidigare måste en våg vars våglängd har ett visst precist värde ha oändlig utsträckning. Matematiskt beskrivs en sådan våg av en sinusfunktion. Låt oss kalla denna typ av oändliga och fullkomligt regelbundna vågor för *enkla vågor*.³ Ingen verklig våg är naturligtvis av detta ideala slag.

Men alla verkliga vågor – av ändlig utsträckning och sällan helt regelbundna – kan beskrivas som *sammansatta* av enkla vågor. Detta gäller faktiskt oavsett vilken form vågen har – den behöver inte ens se ut som en våg. Den kan ändå alltid beskrivas som summan av ett (oftast oändligt) antal enkla vågor med varierande våglängd, amplitud och relativ förskjutning.



Figur 1:4 Figur (a) och (b) visar avsnitt av två enkla vågor med något olika våglängd: i det avbildade intervallet får det plats 9 våglängder av vågen i (a), men bara 8 våglängder av vågen i (b). De två vågorna är i fas i mitten av intervallet, men i motfas i intervallets ändar. Om vågorna adderas kommer de därför att förstärka varandra i mitten, men försvaga varandra utåt kanterna. I (c) visas resultatet av additionen. Notera att om skillnaden i våglängd mellan (a) och (b) hade varit ännu mindre, så hade "vågbulan" i (c) sträckt sig över ett större intervall längs x -axeln.

³ I litteraturen kallas de ofta *planvågor*, eftersom om man betraktar deras motsvarighet i tre dimensioner så utgör vågens toppar (och dalar) parallella plan.

Låt oss se hur detta fungerar i ett enkelt exempel. Figur 1:4 (a) och (b) visar ett litet avsnitt av varsin enkel våg. De två vågorna har något olika våglängd: inom figuren ryms en våglängd mer av vågen i (a) än av vågen i (b). Figur (c) visar vad som händer om man adderar dessa två vågor, dvs. om man för varje punkt längs x -axeln lägger samman de båda vågornas utslag just där. Vi ser att omkring mitten av det avbildade intervallet ligger de båda vågorna i (a) och (b) i fas med varandra: när den ena vågen gör ett positivt utslag gör den andra det också. Här förstärker de alltså varandra, och deras summa har i detta område ungefär den dubbla amplituden. Mot intervallets kanter ligger dock de båda vågorna i motfas: när den ena gör utslag uppåt i figuren, gör den andra utslag nedåt. Därmed släcker de nästan helt ut varandra här när deras värden adderas. Resultatet blir en våg vars svängningar är ömsom starka och ömsom svaga, i ett mönster som upprepas i det oändliga. Bredden hos de partier där den resulterande vågen svänger kraftigare beror naturligtvis på skillnaden i våglängd mellan de vågor som adderas. Ju mindre denna skillnad är desto längre blir intervallen mellan de områden där de två vågorna svänger i motfas med varandra, och desto längre blir därmed avståndet hos den resulterande vågen mellan partier med svag svängning.

Låt oss nu föreställa oss att vi har oändligt många vågor. Varje våg har en våglängd som är längre än den i figur 1:4 (a) men kortare än den i figur 1:4 (b). Vi avpassar varje vågs position så att en av dess vågtoppar sammanfaller med mittpunkten av det avbildade intervallet i figur 1:4. Och så adderar vi alla dessa oändligt många vågor. För att inte resultatet ska bli en våg med oändligt stora svängningar, måste varje individuell våg som ingår i summan ha en ytterst liten amplitud: amplituden hos varje enskild våg måste vara lika oändligt liten som det totala antalet vågor som läggs samman är oändligt stort. Låter det bökit? Ja, om additionen skulle utföras i praktiken kanske, men matematiskt är det inga problem. Man kan visa att resultatet av additionen av alla vågor i våglängdsintervallet mellan våglängden i (a) och våglängden i (b) blir en våg som ser ut ungefär som den i figur (c), men som är noll utanför detta intervall. De oändligt många vågorna i summan släcker ut varandra utom i det avbildade intervallet. Kvar får vi ett relativt lokaliserat avsnitt av en våg – ett så kallat *vågpaket*.

Vad kan sägas om våglängden hos detta vågpaket? Den är inte exakt definierad. Vågpaketet utgörs ju av en kombination av oändligt många andra vågor, alla med våglängder i ett visst våglängdsintervall. Våglängden hos vågpaketet är därmed *obestämd*: den har inget entydigt värde, men väl ett ungefärligt. Vi såg nyss att bredden hos våglängdsintervallet, vars våglängder bygger upp vågpaketet, är det som avgör vågpaketets utsträckning, eller med andra ord hur lokaliserat det är. Ett brett våglängdsintervall innebär ett hyggligt vällokaliserat vågpaket, medan ett litet koncentrerat våglängdsintervall ger upphov till ett mycket utspritt vågpaket. Vi har alltså ett slags omvänt förhållande mellan vågpaketets utbredning Δx och bredden hos det våglängdsintervall $\Delta \lambda$ som bygger upp det. Ett litet Δx förutsätter ett stort $\Delta \lambda$, medan ett litet $\Delta \lambda$ innebär ett stort Δx .

Det som sagts hittills gäller allmänt för alla vågor eller vågpaket. Låt oss nu dra oss till minnes de för kvantfysiken karaktäristiska materievågorna, och de Broglies samband mellan en partikels rörelsemängd p och motsvarande vågs våglängd λ :

$$p = \frac{h}{\lambda}$$

Säg att vi har en partikel med en viss rörelsemängd p . En sådan partikel måste enligt de Broglies formel under vissa omständigheter beskrivas som en våg med en viss våglängd h/p . Men vi har sett att det endast är de enkla vågorna som har en entydig våglängd, och dessa har alltid oändlig utsträckning, dvs. de är utspridda i hela rummet. En partikel är dock knappast utspridd överallt. En partikel är oftast ganska väl lokaliserad, t.ex. om det handlar om en elektron i en atom. Så om det ska finnas något samband mellan vågens utsträckning och var partikeln befinner sig, så måste det

handla om vågpaket snarare än om enkla vågor. Ett vågpaket har, som vi har sett, en inbyggd osäkerhet vad gäller dess våglängd – den är uppbyggd av många olika våglängder, ofta ur ett visst våglängdsintervall. Men ett intervall av olika våglängder motsvarar enligt de Broglies formel också ett intervall av olika rörelsemängder. Den oundvikliga slutsatsen blir att en partikel som är någorlunda väl lokaliserad måste ha en inneboende osäkerhet i sin rörelsemängd. Ju mer vällokaliserad partikeln är, desto osäkrare är värdet på dess rörelsemängd. Om å andra sidan rörelsemängden är välbestämd – och därmed partikelns våglängd – måste partikeln vara utspridd: dess position måste vara odefinierad.

Vi leds alltså till en slags osäkerhetsrelation mellan en partikels läge och rörelsemängd. Båda kan inte vara välbestämda på samma gång, för i så fall skulle våganalogin och de Broglies formler sakna mening. Låt oss kalla osäkerheten i partikelns position för Δx och osäkerheten i partikelns rörelsemängd för Δp . Vad vi funnit är att produkten mellan dessa två osäkerheter, $\Delta x \cdot \Delta p$, inte kan vara hur liten som helst. Om den ena osäkerheten är liten är den andra med nödvändighet stor. Båda kan inte samtidigt vara små. En noggrannare analys ger vid handen att produkten måste vara minst i samma storleksordning som Plancks konstant h :

$$\Delta x \cdot \Delta p > h$$

Detta är den berömda Heisenbergs osäkerhetsrelation.⁴ Egentligen borde vi i stället för Δp skriva Δp_x , dvs. osäkerheten i x -komponenten av rörelsemängden. Vad relationen säger är alltså att osäkerheten i läge i en viss ledd multiplicerad med osäkerheten i rörelsemängden i *samma* ledd inte kan vara hur liten som helst. Vi har med andra ord en sådan osäkerhetsrelation för var och en av rummets tre dimensioner.

Heisenbergs osäkerhetsrelation är som vi har sett en direkt konsekvens av materiens vågkaraktär. Den avspeglar det faktum att en våg inte kan vara lokaliserad till ett litet område på samma gång som dess våglängd är entydigt bestämd. I den meningen är den inte så mystisk som den ibland framställs. Men relationen ställer onekligen konflikten mellan våg och partikel på sin spets: tillämpad på vågor må relationen vara naturlig – men när den formuleras uttryckt i partikelegenskaper såsom läge och rörelsemängd framstår den närmast som orimlig! Vad betyder det att en partikels läge och rörelsemängd är behäftade med osäkerhet? Innebär det bara att det *för oss* är omöjligt att ta reda på dessa storheters värde på samma gång, eller ska relationen tolkas som att partikeln verkligen inte *har* något bestämt läge eller någon bestämd rörelsemängd? Ligger osäkerheten i vår kunskap, eller är den inbyggd i naturen?

Denna fråga dryftades intensivt bland fysiker åren efter att Heisenberg hade formulerat osäkerhetsrelationen 1925. Som vi ska se spelade tankeexperiment en central roll i dessa diskussioner.

⁴ Vi har inte gjort någon precis definition av vad som menas med "osäkerheten" i läge respektive rörelsemängd. Därför ska relationen i den tappning vi skrivit ner den bara uppfattas som en relation mellan storleksordningar, inte som något exakt uttryck. Man kan dock ge en mer precis innebörd åt begreppet osäkerhet, och då blir också konstanten i relationens högerled mer exakt given. Den vanligaste formen av Heisenbergs relation är $\Delta x \cdot \Delta p > h/4\pi$.

Kapitel 2

En osäker värld

It is not surprising that our language should be incapable of describing the processes occurring within the atoms, for, as has been remarked, it was invented to describe the experiences of daily life, and these consist only of processes involving exceedingly large numbers of atoms. Furthermore, it is very difficult to modify our language so that it will be able to describe these atomic processes, for words can only describe things of which we can form mental pictures, and this ability, too, is a result of daily experience.

W. Heisenberg⁵

Det finns gott om tankeexperiment som kretsar kring Heisenbergs osäkerhetsrelation. De flesta är induktiva till sin karaktär: genom att illustrera hur osäkerhetsrelationen fungerar i ett enskilt fall belyser de något om relationen i allmänhet. En del av tankeexperimenten har konstruerats i syfte att visa på något fel eller någon ofullständighet i kvantfysikens formulering. Detta gäller inte minst de som formulerades av Einstein under hans återkommande diskussioner med Niels Bohr under åren kring 1930. Bohr lyckades dock alltid – mer eller mindre smidigt – undkomma Einsteins angrepp. Dessa resonemang – från början konstruerade i försök att stjälpa kvantfysiken – har i stället kommit att illustrera hur stadigt kvantfysiken står, trots den stundom bisarra verklighetsbild som teorin för med sig.

Heisenbergs mikroskop

Vi ska strax återkomma till diskussionen mellan Einstein och Bohr, men låt oss börja med ett tankeexperiment som är känt under namnet Heisenbergs mikroskop.⁶

Säg att vi försöker observera en enskild partikel, till exempel en elektron, med hjälp av ett starkt mikroskop. Om bara mikroskopet är tillräckligt kraftigt – om det bara har tillräckligt starka och välslipade linser – borde det väl vara möjligt att observera både var elektronen befinner sig och hur den rör sig? Vad skulle kunna hindra att vi på detta sätt avslöjar båda dessa egenskaper, i strid med Heisenbergs osäkerhetsrelation?

⁵ Ur Heisenberg (1930).

⁶ Både Bohr och Heisenberg använde sig tidigt av detta tankeexperiment som illustration av osäkerhetsrelationen. Se Bohr (1928) och Heisenberg (1930).

Ja, för det första måste vi – för att kunna se något överhuvudtaget i mikroskopet – belysa elektronen. Ett absolut minimum är att en ljuspartikel – en foton – sprids av elektronen för att sedan passera in i mikroskopets linssystem. Redan här får vi problem: för att det ska vara sannolikt att fotonen verkligen sprids mot elektronen måste fotonens våglängd vara liten. Detta faktum har en naturlig motsvarighet i klassisk fysik: för att en våg på något sätt ska störas eller påverkas av ett föremål i dess väg, måste föremålet vara åtminstone av samma storleksordning som vågens våglängd. Ett vasstrå påverkar exempelvis inte nämnvärt de långa svallvågorna från ett stort fartyg. Det ljus vi använder för att se elektronen måste alltså ha kort våglängd. Men att den foton som träffar elektronen har en kort våglängd innebär enligt de Broglies formel att dess rörelsemängd är stor. Därmed kommer fotonen ohjälpligen att knuffa till elektronen, dvs. att överföra en viss rörelsemängd till den. Så det verkar som att vi – om vi väl lyckas se elektronen i mikroskopet – går miste om den information vi eventuellt redan hade om dess rörelsemängd. Själva mätningen synes påverka elektronen på ett ofrånkomligt vis.

Men kanske finns ändå en väg runt detta: vi borde kunna fastställa den rörelsemängd som överförs till elektronen när den träffas av fotonen genom att helt enkelt mäta hur fotonens rörelsemängd förändras under spridningen. Systemets totala rörelsemängd – alltså summan av fotonens och elektronens rörelsemängder – måste ju vara oförändrad. Om elektronen erhåller en viss rörelsemängd i kollisionen måste fotonen förlora exakt samma rörelsemängd. Det gäller alltså att hitta ett sätt att bestämma hur fotonens rörelsemängd förändras. Detta borde vara enkelt: om vi bara fastställer exakt hur fotonen ändrar sin färdriktning i kollisionen med elektronen så följer ur detta även hur mycket dess rörelsemängd förändras.

Vi ser således till att ljuskällan är väl lokaliserad, så att vi vet exakt varifrån fotonen kommer. Att vi får syn på fotonen i mikroskopet innebär naturligtvis att den efter kollisionen med elektronen har passerat in genom mikroskopets lins. Vi kan dock inte veta genom vilken punkt på linsen som den passerat. Men genom att låta denna lins vara väldigt liten kan vi avgränsa den möjliga rörelsemängden hos fotonen efter kollisionen: vi kommer helt enkelt bara få syn på fotonen om dess rörelsemängd är sådan att den passerar in genom mikroskopets mycket lilla linsöppning. På så sätt skulle vi faktiskt kunna fastställa den rekyl som elektronen måste utsättas för när den träffas av fotonen.

Om vi ser till att fastställa elektronens rörelsemängd innan vi gör experimentet, så kan vi på detta sätt räkna ut vilken rörelsemängd den har även efter att vi "belyst" den med den enda fotonen. På så sätt borde vi i princip kunna erhålla information både om elektronens läge och hastighet på samma gång. Men det finns en hake. Resonemanget förutsätter att mikroskopets linsöppning är mycket liten. Men en liten linsöppning leder ohjälpligt till diffraktion: som vi såg i föregående kapitel kommer en våg att spridas ut när den passerar genom en smal springa eller en liten öppning, och denna utspridning blir värre ju mindre springan är. Det betyder att vår foton, i fallet med en liten linsöppning, visserligen hjälper oss att få reda på vilken den nya rörelsemängden är hos elektronen. Men den är nu inte till någon nytta när det gäller att fastställa *var* elektronen är.

Vi verkar alltså vara tvugna att välja. Antingen kan vi fastställa elektronens rörelsemängd. Men då går vi – på grund av diffraktion i mikroskopets linssystem – miste om information om var den befinner sig. Eller så kan vi fastställa dess läge. Men det förutsätter att linsöppningen är stor, och i så fall kan vi inte veta vilken rörelsemängd som fotonen överför till elektronen när den sprids mot den.

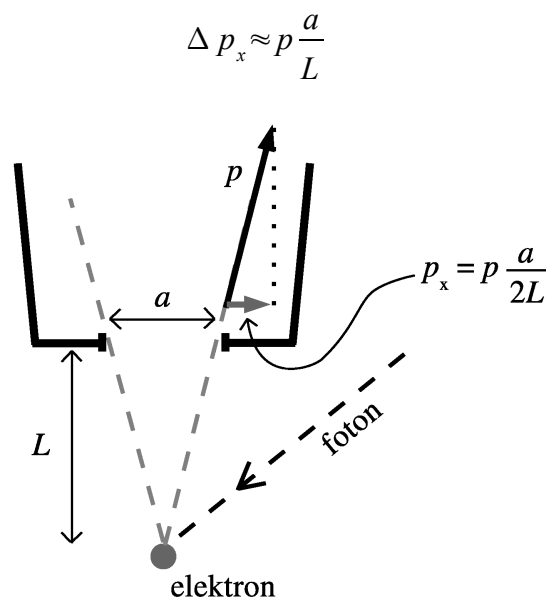
Låt oss försöka kvantifiera denna ömsesidiga osäkerhet i elektronens läge och rörelsemängd. Osäkerheten i läge beror alltså på diffraktion i mikroskopets linsöppning. Som mått på denna osäkerhet kan vi ta bredden på diffraktionsmönstrets centrala maximum, Δx . Med formeln för

diffraction från föregående kapitel blir

$$\Delta x \approx \frac{2\lambda L}{a}$$

där a är linsens bredd och L avståndet mellan linsen och elektronen.

Vi kan även uppskatta osäkerheten i rörelsemängd. Den kommer sig av att vi på grund av linsens bredd inte exakt kan fastställa rörelseriktningen hos den foton som kommer in i mikroskopet: vi kan inte skilja en foton som går in vid linsens högra kant från en som kommer in vid dess vänstra (figur 2:1). Det är med andra ord den komponent av rörelsemängden som är parallell med linsens plan som är osäker – vi kallar denna komponent för x -komponenten. Säg att fotonens totala rörelsemängd är p . Om fotonen kommer in vid linsens högra kant är dess x -komponent $+p a/2L$, men om den kommer in vid linsöppningens vänstra kant är den $-p a/2L$. Så osäkerheten blir



Figur 2:1 En foton sprids mot en elektron så att den passerar in genom mikroskopets öppning med bredd a . Om fotonen passerar in precis vid öppningens högra kant så är x -komponenten av dess rörelsemängd p_x ; om den i stället passerar in vid den vänstra kanten är denna komponent $-p_x$. En foton som kommer in i mikroskopet har alltså en osäkerhet i rörelsemängden som är ungefär $2p_x$. Notera att triangeln vars två sidor är p och p_x är likformig med triangeln vars sidor är L och $a/2$. Detta ger att $p_x \approx pa/2L$ (förutsatt att triangelns vinkel är liten).

Detta är alltså även osäkerheten i den rörelsemängd som fotonen överför till elektronen vid kollisionen. Vi sätter in $p=h/\lambda$ och multiplicerar uttrycken för osäkerheterna i läge respektive rörelsemängd:

$$\Delta x \Delta p_x \approx \left(\frac{2\lambda L}{a} \right) \left(\frac{h}{\lambda} \frac{a}{L} \right) = 2h$$

Resultet blir i samma storleksordning som Plancks konstant, och vi ser att Heisenbergs relation är uppfylld: om vi lyckas minska Δx ökar i stället Δp_x , och omvänt.

Heisenberg tar denna illustration av osäkerheten ännu ett steg (Heisenberg, 1930). Han påminner om att osäkerheten i rörelsemängd, Δp_x , härrör från svårigheten att fastställa rörelsemängden hos den foton som spridits mot elektronen. Vi vet inte var någonstans på öppningslinsens yta som fotonen passerar in i mikroskopet. Men denna foton måste hur som helst brytas i denna lins, upp mot mikroskopets okular. Det innebär att dess rörelsemängd i princip borde kunna bestämmas genom att mäta den rekyl den orsakar hos mikroskopet. Men om vi vill göra en så noggrann bestämning av mikroskopets rörelsemängd, så kommer vi förstås inte att kunna bestämma dess position alldeles precis. Även mikroskopet självt är förstås underkastat Heisenbergs relation.

Nu behöver vi å andra sidan inte bestämma *mikroskopets* position. Det är ju elektronens läge vi är intresserade av. För att bestämma detta behöver vi bara se till att placera en positionsskala intill elektronen, som vi sedan kan observera tillsammans med elektronen i mikroskopet. På så sätt kan vi få information om elektronens position utan att egentligen behöva fastställa mikroskopets eget läge. Men det finns en hake även här: om vi genom att titta i mikroskopet vill observera inte bara elektronen själv, utan även någon sorts positionsmarkör, så förutsätter det uppenbarligen ytterligare minst en foton. Då hjälper det inte längre att bestämma den rekyl som mikroskopet erhåller när de båda fotonerna passerar genom det, för vi kan ändå inte veta hur stor rekyl som kommer från just den foton som har spridits mot elektronen. Även i detta fall misslyckas vi alltså med att fastställa elektronens läge och rörelsemängd på samma gång.

Resonemanget illustrerar hur Heisenbergs osäkerhetsrelation, trots sitt kontraintuitiva innehåll, undgår att leda till några egentliga motsägelser. Påståendet att läge och rörelsemängd aldrig kan bestämmas samtidigt är logiskt hållbart. Det som räddar Heisenbergs relation är en konsekvent tillämpning av den: även storskaliga objekt som mikroskopet självt måste vara underkastade den stipulerade osäkerheten.

Tankeexperimentet har en typisk induktiv karaktär. Resonemanget *bevisar* ingenting – det kan fortfarande tänkas att det finns andra sätt att komma runt osäkerhetsprincipen. Men den som tar del av tankeexperimentet inges känslan av att det i någon mening är representativt – att liknande invändningar mot Heisenbergs relation antagligen kommer att stupa på ungefär samma sätt. Så är det också. Men vi ska ändå ta upp ytterligare ett par exempel som illustrerar andra aspekter av den i kvantvärlden inneboende osäkerheten.

Interfererande partiklar

Heisenbergs tankeexperiment med mikroskopet har kritiserats för att det ger sken av att osäkerhetsrelationen främst handlar om osäkerheten i vår *kunskap* om de fysikaliska objekten. Problemet synes vara att en mätning aldrig kan undgå att störa systemet i fråga, att en mätning med nödvändighet omintetgör eventuell tidigare kunskap om andra storheter än den som för tillfället fastställs. Om vi mäter läget blir vår tidigare vetskap om rörelsemängden inte längre tillämplig, och om det är rörelsemängden vi mäter så blir den lägesinformation som vi hade förlegad. Detta verkar vara skälet till att vi med mikroskopets hjälp aldrig säkert kan fastställa både läget och rörelsemängden hos en elektron.

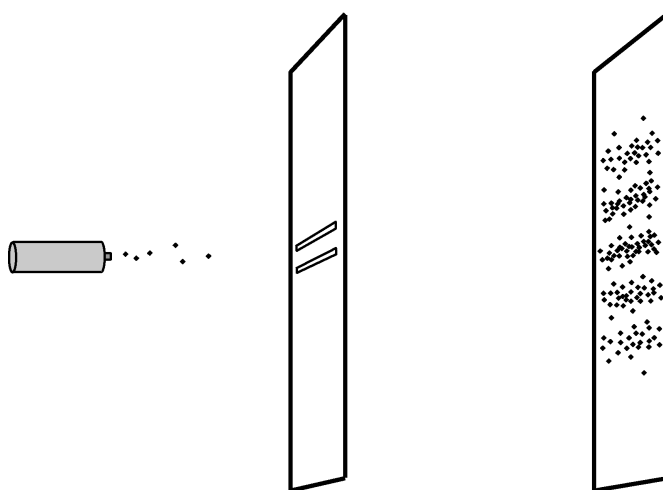
Men det är inte riktigt så som osäkerhetsrelationen bör uppfattas. Otydligheten i en elektrons läge och rörelsemängd är snarare av samma slag som motsvarande obestämdhet hos en våg: en våg kan inte vara väl lokaliserad samtidigt som den har en entydig våglängd. Osäkerheten är en inneboende egenskap hos elektronen, inte något som endast har att göra med vad vi vet om den. Detta illustreras bättre i ett annat välkänt tankexperiment: dubbelspaltexperimentet med elektroner.⁷ Detta tankeexperiment har även utförts på riktigt. Vi börjar med att diskutera den verkliga varianten av

⁷ Detta tankeexperiment har återgivits i många olika versioner. Framställningen här ligger nära den i kapitel 2 i Aharonov och Rohrlich (2005). För en utförlig och pedagogisk redogörelse se även Feynman et al (1963).

experimentet.

Att elektroner i själva verket är vågor innebär att man kan få dem att interferera: man kan åstadkomma interferensmönster, liknande de som beskrevs i förra kapitlet när det gällde ljus eller vattenvågor. Säg att vi har en elektronkälla som sprutar ut elektroner med en viss väldefinierad rörelsemängd, eller med andra ord en viss våglängd λ . Framför elektronkällan placerar vi en skärm med två smala springor tätt intill varandra – en dubbelspalt, alltså. En bit bakom dubbelspalten placeras en annan skärm på vilken elektronerna kan detekteras. Vi föreställer oss att denna detektorskärm är mycket känslig, så att det varje gång den träffas av en elektron uppstår en liten markering just där.

När vi sätter på elektronkällan uppstår ett interferensmönster på skärmen, se figur 2:2. Mönstret har ungefär samma utseende som om experimentet i stället utförs med vattenvågor. Det finns egentligen bara två skillnader. För det första är skalan hos det mönster som erhålls med elektroner mycket mindre på grund av deras korta våglängd. För att man alls ska kunna urskilja något mönster på



Figur 2:2 När elektronerna från elektronkällan passerar dubbelspalten uppstår ett interferensmönster på skärmen bakom, liknande det man får när man gör motsvarande experiment med t.ex. ljus.

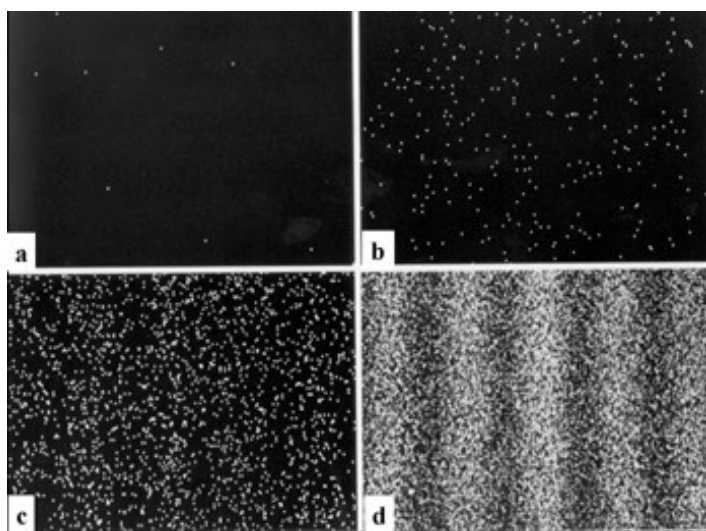
skärmen bör dubbelspalten vara extremt fin: när experimentet för första gången verkligen utfördes 1961 (Jönsson, 1961) var avståndet mellan de båda springorna omkring en tusendels millimeter. För det andra – och detta är den principiellt intressanta skillnaden – blir mönstret i fallet med elektroner kornigt. Varje enskild elektron sätter sitt individuella avtryck på skärmen i form av en liten prick. Interferensmönstret kommer således att utgöras av en statistisk fördelning av små prickar – elektronernas träffpunkter – ordnade i täta band.

Men vänta nu: elektronen är ju en våg – hur kan den då registreras som en prick på en skärm? Ja, detta är ett uttryck för våg-partikeldualiteten som vi diskuterade i föregående kapitel. Innan elektronerna når fram till skärmen är de att betrakta som vågor. Men väl framme vid skärmen, där de tvingas att ge sig till känna, kommer varje elektron att dyka upp på endast ett ställe – elektronerna tar sig då uttryck som partiklar.

Här måste vi skjuta in en central kvantmekanisk regel: det som avgör var någonstans på skärmen som en elektron kommer att lämna sitt avtryck är elektronvågens amplitud (eller för att vara mer exakt: kvadraten på amplituden). Ju större amplitud desto mer sannolikt att elektronen ska dyka upp just där. Det finns dock inget som bestämmer exakt var på skärmen som den kommer att hamna.

Det är, enligt kvantfysiken, en fråga om ren slump. Det enda som är helt säkert är att elektronen inte kommer att dyka upp på en plats där vågens amplitud är noll, vilket som vi har sett kommer vara fallet längs en serie band på skärmen. Vi ska återkomma till denna slumpmässighet senare. Den visar sig vara en mycket central del av kvantfysikens verklighetsbeskrivning.

Resultatet av elektronernas schizofrena våg-partikelbeteende är alltså ett kornigt interferensmönster på skärmen. Faktum är att detta blir resultatet även om elektronkällan är så svag att den endast skickar ut en elektron i taget, så att två elektroner aldrig passerar dubbelspalten på samma gång. Det kommer naturligtvis att ta lång tid att bygga upp interferensmönstret om källan är så svag. För varje elektron som når fram till skärmen uppstår en ny prick på den, till synes slumpmässigt utplacerad. Först efter ett stort antal träffar kommer vi att kunna ana områden med fler prickar än andra. Till slut uppenbarar sig interferensmönstrets karaktäristiska band (figur 2:3). Det verkar alltså som att varje enskild elektron interfererar med sig själv, vilket skulle innebära att varje elektron i någon mening *passerar genom båda springorna*.



Figur 2:3 En serie bilder från det första experimentet i vilket man kunde observera hur ett interferensmönster byggs upp successivt av enskilda elektroner som passerat en dubbelspalt (Tonomura et al, 1989). Varje vit prick är avtrycket av en elektron. Först när ett mycket stort antal elektroner hamnat på detektorskärmen kan man börja ana ett interferensmönster.

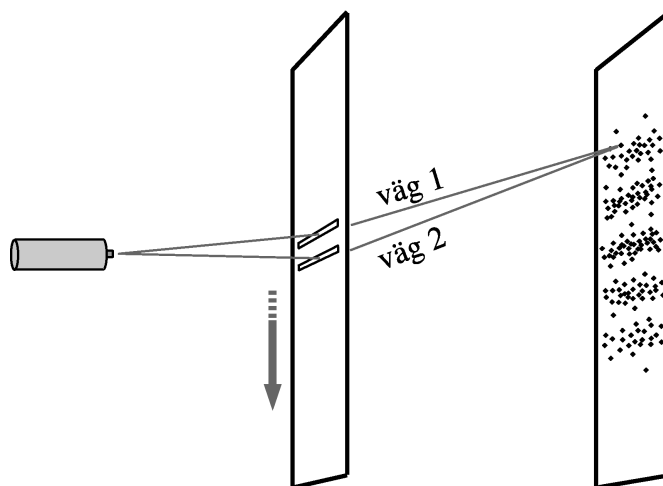
Kan det verkligen vara så? Kan en enskild elektron verkligen passera två springor på samma gång? Ja, detta är vad kvantfysiken föreskriver och även den slutsats vi tvingas dra av experimentets utfall. För säg att en viss elektron bara passerade den ena av de båda springorna. Det måste innebära att det inte skulle spela någon roll för den elektronen om den andra springan i själva verket var blockerad. Men *om* den andra springan verkligen var blockerad, skulle det inte kunna uppstå något interferensmönster. Notera att det finns områden på skärmen där det i princip inte ska hamna några elektroner alls, nämligen mellan interferensmönstrets band. Om vår elektron bara passerade en av springorna skulle den inte kunna “veta” att den inte fick lämna sitt avtryck i dessa områden. Slutsatsen måste bli att den passerar båda springorna.

Omkring 1930 skulle det ännu dröja flera decennier innan detta experiment verkligen kunde utföras. Det fanns då fortfarande en möjlighet att kvantfysikens förutsägelser faktiskt var felaktiga, att teorins besynnerliga logik skulle visa sig ohållbar. Einstein försökte i flera tankeexperiment visa att kvantfysikens sätt att beskriva verkligheten leder till motsägelser. Ett av de tankeexperiment som han och Bohr diskuterade var just dubbelspaltexperimentet med elektroner (Bohr, 1949). Einstein

försökte hitta på hypotetiska metoder som skulle kunna avslöja vilken springa som varje enskild elektron faktiskt passerade. Om det gick att hitta en sådan metod skulle det innebära att kvantfysikens förutsägelse om elektroninterferens vore felaktig.

Flera av Einsteins tankeexperiment i denna genre utnyttjar fysikens konserveringslagar: att storheter som energi och rörelsemängd är bevarade. Detta måste nämligen gälla även inom kvantfysiken. Låt oss betrakta en elektrons färdväg från källan till en viss punkt på skärmen via dubbelspalten, se figur 2:4. Färdvägen är i allmänhet inte rak; elektronen ändrar sin rörelseriktning i det ögonblick den passerar spalten. Därmed förändras även elektronens rörelsemängd. Vi noterar att denna ändring i rörelseriktning – och därmed rörelsemängd – skiljer sig något beroende på vilken av de två springorna som elektronen passerar. Eftersom systemets totala rörelsemängd ska vara oförändrad måste förändringen i elektronens rörelsemängd vid dubbelspalten kompenseras av en motsvarande förändring i dubbelspaltens egen rörelsemängd. Om vi alltså kunde fastställa hur stor dubbelspaltens rekyl blir vid elektronens passage, så skulle vi också veta vilken av springorna som den passerar! Det verkar alltså finnas ett sätt att avgöra elektronens färdväg. Därmed borde det inte kunna uppstå något interferensmönster som kvantfysiken vill göra gällande.

I diskussionerna med Einstein betonade Bohr vikten av att alltid specificera hur de mätningar man föreställer sig faktiskt ska gå till. En viss experimentuppställning kan användas för att påvisa ett visst fenomen eller för att mäta en viss storhet. Men om det är en annan storhet som man vill fastställa värdet på kanske det krävs ett helt annat experiment. Vi har då ingen rätt, enligt Bohr, att anta att denna andra storhet är välbestämd även i det första experimentet som inte var konstruerat för att verkligen mäta den. Fysik handlar om resultatet av mätningar, och därför får vi aldrig anta att storheter är väldefinierade i situationer då de i själva verket inte är mätbara. Bohr utarbetade en hel filosofi kring detta, och myntade begreppet *komplementaritet* för att beskriva den centrala idén. Komplementära storheter är sådana som enligt kvantfysiken inte samtidigt låter sig bestämmas – de förutsätter olika experimentuppställningar eller mätsituationer. Det exempel vi hittills har stött på är läge och rörelsemängd, men det finns flera andra sådana komplementära par i kvantfysiken. En del av dem ska vi stifta bekantskap med senare.



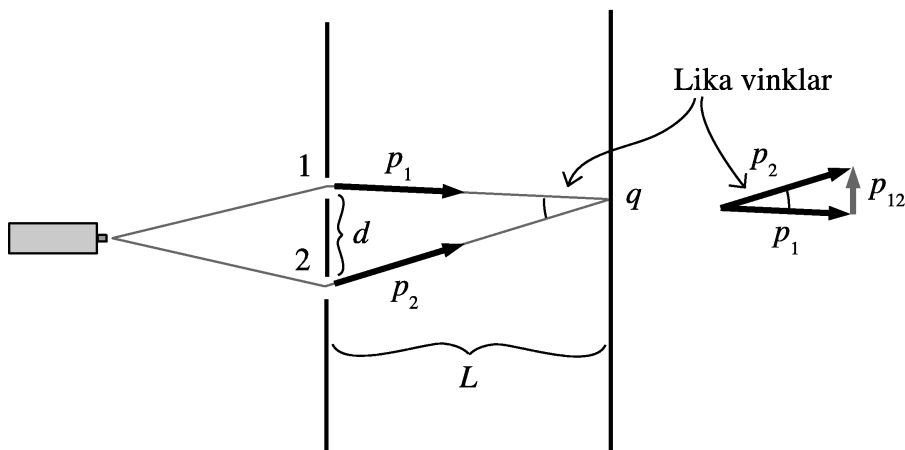
Figur 2:4 En elektron som passerar dubbelspalten ändrar i allmänhet sin färdriktning något, och därmed sin rörelsemängd. Exakt hur mycket beror på vilken av springorna som den passerar: elektronen i figuren måste, för att nå fram till punkten på skärmen, ha vikt av mer om den färdades längs väg 2 än om den färdades längs väg 1. Genom att mäta en eventuell rekyl hos spalten borde det gå att fastställa vilken väg elektronen tog, resonerade Einstein.

Bohr är alltså inte nöjd med resonemanget ovan: att den rekyl som dubbelspalten erhåller vid elektronens passage i princip kan avslöja vilken av springorna som elektronen passerar, och att något interferensmönster därmed aldrig kan uppstå. Enligt Bohr måste vi – innan vi drar några förhastade slutsatser – specificera hur vi tänker oss att mätningen av dubbelspaltens rörelsemängd, och dess förändring, faktiskt ska gå till. Till att börja med måste den stadigt fastsatta dubbelspalten skruvas loss ur sina fästen och göras fritt rörlig i sidled. Därefter måste den kopplas till någon utrustning som med stor noggrannhet kan mäta dess rörelse.

För att kunna fastställa i vilken grad dubbelspaltens rörelsemängd förändras vid elektronens passage, måste vi till att börja med veta vilken rörelsemängd spalten har innan elektronen passerar den. Säg att vi lyckas fastställa denna initiala rörelsemängd med en noggrannhet Δp_{spalt} . Detta kommer med nödvändighet att introducera en osäkerhet i spaltens läge som ges av Heisenbergs relation:

$$\Delta x_{\text{spalt}} > \frac{h}{\Delta p_{\text{spalt}}}$$

Med vilken noggrannhet måste vi kunna bestämma spaltens rörelsemängd? Hur stor får osäkerheten Δp_{spalt} maximalt vara om vi ska kunna avgöra genom vilken av de båda springorna som en viss elektron har passerat? Säg att vi betraktar en elektron som har lämnat sitt avtryck på skärmen i punkten q (figur 2:5). Om den kom dit via springa 1 hade den efter att den passerade springan en viss rörelsemängd p_1 . Om den i stället kom via springa 2 måste den haft en annan rörelsemängd p_2 . Dessa skiljer sig åt främst i den ledd som är parallell med skärmen – låt oss kalla skillnaden i denna ledd för p_{12} . Vår mätning av spaltens rekyl måste vara tillräckligt noggrann för att kunna urskilja denna skillnad.



Figur 2:5 För att kunna avslöja genom vilken springa elektronen passerar måste vi mäta spaltens rörelsemängd med en osäkerhet mindre än p_{12} , där p_{12} är skillnaden i rörelsemängd mellan en elektron som färdats till punkten q via springa 1 och en som färdats via springa 2. Figuren visar hur p_{12} kan relateras till spaltavståndet d och avståndet mellan dubbelspalt och skärm, L .

Vinkeln mellan \mathbf{p}_1 och \mathbf{p}_2 är ju lika stor som den vinkel som skiljer siktlinjerna från punkten q till respektive springa. Vi har med andra ord två likformiga trianglar, och kan dra slutsatsen att

$$\frac{p_{12}}{p} \approx \frac{d}{L}$$

där p betecknar den komponent av rörelsemängderna \mathbf{p}_1 och \mathbf{p}_2 som är vinkelrät mot skärmarna. Denna komponent har – förutsatt att L är stor och att punkten q ligger ungefär mitt för springorna – i stort sett samma storlek som elektronens totala rörelsemängd, oavsett om den är \mathbf{p}_1 eller \mathbf{p}_2 . Så vi kan i uttrycket ersätta p med h/λ , vilket ger följande uttryck för p_{12} :

$$p_{12} \approx \frac{d h}{L \lambda}$$

Osäkerheten i vår bestämning av spaltens rörelsemängd måste som sagt vara mindre än p_{12} . Men detta ger en nedre gräns på osäkerheten i spaltens läge:

$$\Delta x_{\text{spalt}} > \frac{h}{\Delta p_{\text{spalt}}} > \frac{h}{p_{12}} \approx \frac{L \lambda}{d}$$

I förra kapitlet tog vi fram ett uttryck för avståndet mellan två intilliggande maxima i ett interferensmönster. Detta avstånd visade sig vara just $L\lambda/d$, dvs. samma uttryck som vi nu ser utgöra den minsta möjliga osäkerheten i dubbelspaltens läge efter att vi har fastställt dess rörelsemängd så noggrant som vi skulle behöva.

En förskjutning av dubbelspalten i sidled innebär förstås en lika stor förskjutning av interferensmönstret. Så om dubbelspaltens position nu är lika osäker som avståndet mellan två interferensmaxima, så kommer vi inte längre att kunna urskilja något interferensmönster. Slutsatsen blir att om vi vill fastställa vilken väg som elektronen tar mellan källa och skärm, så kan vi göra det – men interferensmönstret kommer då ohjälpligt att gå förlorat.⁸ Resonemanget illustrerar Bohrs komplementaritetsprincip. Antingen gör vi ett experiment för att observera interferens mellan elektroner. Då kommer alla aspekter av elektronernas exakta färdväg under experimentet att vara höljt i dunkel. Eller så gör vi ett helt annat experiment där vi i stället fastställer deras färdväg. Men då uppstår inget interferensmönster. Olika experimentsituationer är komplementära; vi kan inte förutsätta att elektronen besitter några andra egenskaper än de som vi för tillfället kan observera.

Men hur ska man då se på dessa partikelvågor? Vad är det egentligen som sker när en elektron passerar dubbelspaltens båda springor? Som vi redan varit inne på måste elektroner – liksom alla andra partiklar – i grunden betraktas som vågor. Om den enskilda elektronen betraktas som ett litet vågpaket är det förstås inte svårt att föreställa sig att den kan passera båda dubbelspaltens springor på samma gång. Väl på andra sidan spalten utgörs elektronvågen av två delar, en från vardera springan. Dessa båda delar interfererar med varandra: i vissa områden har den sammanlagda vågen

⁸ Notera dock att även om mätningen av dubbelspaltens rekyl låter oss fastställa vilken rörelsemängd som en elektron färdats med från spalt till skärm – och därmed dess färdväg – så vet vi fortfarande inte nödvändigtvis genom vilken av de två springorna som den passerade (vilket ju är vad vi egentligen ville ha reda på). Skälet är att dubbelspalten nu kan vara för "suddig" till följd av osäkerheten i dess läge, nämligen om denna osäkerhet är mycket större än avståndet d mellan spaltens båda springor. Det finns varianter på detta tankeexperiment som utnyttjar andra metoder för att fastställa elektronens färdväg – metoder som mer entydigt ger kunskap om vilken springa som elektronen passerar (se t.ex. kapitel 4 i Aharonov och Rohrlich (2005)). Även i dessa fall leder mätningen ohjälpligt till att interferensmönstret suddas ut.

stor amplitud, i andra svänger den endast mycket svagt eller inte alls. Det är först i och med att vågen når fram till skärmen som den tvingas till växelverkan, och som dess partikellika egenskaper gör sig gällande: Trots att elektronvågen är utspridd över ett större område – i omväxlande starka och svaga partier – måste elektronen nu ge sig till känna på ett och endast ett ställe på skärmen.

Om det är något som är märkligt med dessa kvantfysikens partikelvågor, så är det inte deras våglika egenskaper och deras förmåga att interferera. Det konstiga är snarare det diskretiserade sätt varpå materievågorna växelverkar med mätutrustningen. Det märkliga är inte att vi får ett interferensmönster när vi låter elektronerna passera genom en dubbelspalt – det märkliga är att mönstret blir kornigt. Denna kornighet är en aspekt av det så kallade *mätproblemet* i kvantfysiken, ett problem som kommer belysas ytterligare i nästa kapitel.

Osäkerhet i tid och energi

Läge och rörelsemängd är, som vi sett, komplementära storheter: om en av dem är välbestämd, så är den andra med nödvändighet osäker. Det finns flera exempel på sådana komplementära par i kvantfysiken. Varje sådant par har sin egen Heisenbergrelation. Ett exempel är relationen mellan osäkerheterna i tiden T och energin E :

$$\Delta E \Delta T > h$$

E betecknar helt enkelt energin hos ett visst system, och ΔE är den inneboende osäkerheten i denna energi (precis som att Δp ska förstås som den inneboende osäkerheten i rörelsemängd hos en partikel). Men hur ska man förstå ΔT , osäkerheten i *tid*?

Jag tänker här inte göra någon egentlig härledning av energi-tidsrelationen⁹, men för att bättre kunna förklara hur den bör förstås, låt mig i alla fall antyda hur den uppkommer.

I förra kapitlet såg vi hur den vanliga Heisenberg-relationen, den som avser osäkerheten i läget och rörelsemängden, bäst förstås som en konsekvens av en motsvarande relation för vågor, avseende deras utbredning och våglängd. Vi konstaterade att ett vågpaket kan betraktas som uppbyggt av ett stort antal (enkla) vågor inom ett visst våglängdsintervall. Ju smalare vågpaket desto större våglängdsintervall. Figur 1:4 illustrerade idén genom att visa additionen av två vågor med något olika våglängd. Resultatet skulle kunna beskrivas som en oändlig serie av vågpaket som följer på varandra. Notera att mittpunkten hos varje enskilt vågpaket i denna serie karaktäriseras av att de två adderade vågorna där är i fas med varandra, dvs. just i dessa punkter förstärker de varandra. Motsvarande måste naturligtvis gälla även i det fall då man, genom att addera oändligt många vågor, erhåller ett enda vågpaket: alla de oändligt många vågorna interfererar konstruktivt just i mitten av det resulterande vågpaketet.

Men denna beskrivning av hur ett vågpaket kan betraktas som uppbyggt av oändligt många enkla vågor, utgör endast en ögonblicksbild. Vad händer om vi låter tiden gå, så att alla de oändligt många vågkomponenterna rör sig? Det som bestämmer hur en enskild våg rör sig är dess frekvens. Om frekvensen var densamma hos samtliga vågkomponenter i vårt vågpaket, så skulle vågpaketet behålla sin kompakta form. Vågkomponenterna skulle då alla svänga i samma takt, och just i vågpaketets mittpunkt skulle de förbli i fas med varandra: när en våg gör maximalt utslag uppåt gör alla andra det också; när en våg gör maximalt utslag nedåt gör alla andra det också. Men frekvensen är inte densamma hos de olika vågkomponenterna. Deras våglängd skiljer sig ju åt, vilket innebär att de motsvarar olika rörelsemängder. Därmed måste också deras energi variera (eftersom den

⁹ För en matematisk härledning av relationen, samt en utförlig diskussion av hur den bör uppfattas (och inte uppfattas), se Hilgevoord (1996) och Hilgevoord (1998).

totala energin delvis beror på rörelsemängden), och således, enligt de Broglies formel, även deras frekvens.

Om frekvenserna varierar kommer vågorna som bygger upp vågpaketet snabbt att hamna ur fas med varandra. Vid vågpaketets mitt kommer alltså vågkomponenterna att samverka i allt mindre utsträckning, vilket innebär att vågpaketet som helhet kommer att bli mindre lokaliserat – det kommer att sjunka ihop och sprida ut sig vartefter tiden går. Denna utspridning måste gå snabbare ju större frekvensintervallet för vågkomponenterna är – då kommer de ju snabbare ur fas med varandra. Om å andra sidan frekvensintervallet är litet blir utspridningseffekten måttligare.

Slutsatsen är att “livstiden” för ett vågpaket är mindre ju bredare frekvensintervallet är för de vågor som bygger upp det. Eftersom ett frekvensintervall motsvarar ett energiintervall, enligt de Broglies samband, ger detta ett samband mellan osäkerheten i energi, ΔE , hos ett vågpaket, och den tid, ΔT , under vilken vågpaketet förblir någorlunda kompakt. Det är på detta sätt som Heisenbergs relation för osäkerheterna i energi och tid bör uppfattas. Mer allmänt kan man tolka ΔT som livstiden hos ett tillstånd. Ju kortare denna livstid är desto suddigare är tillståndets energiinnehåll. Ett tillstånd som är mycket stabilt – ett som med andra ord förblir oförändrat under lång tid – har å andra sidan en väldefinierad energi.

Omvändningen gäller också: tillstånd med entydig energi är i kvantfysiken *stationära*, d.v.s förändrar sig inte. Ett tillstånd som förändrar sig snabbt har däremot med nödvändighet en inneboende otydlighet i sitt energiinnehåll.

Det finns även andra tolkningar av energi-tidsrelationen. Säg att man vill fastställa den tid T vid vilken en partikel passerar en viss punkt. Denna tidmätning kommer förstås att vara behäftad med en osäkerhet ΔT . Samtidigt önskar man fastställa partikelns energi E . Detta låter sig dock inte göras exakt: Produkten av osäkerheten i energimätningen och den i tidmätningen är minst i storleksordningen av Plancks konstant.

Ibland framförs ytterligare ett sätt att uppfatta energi-tidsrelationen. Den påstås innebära att en energimätning med viss noggrannhet ΔE med nödvändighet måste ta en minsta tid ΔT att genomföra. Detta är inte korrekt. Energin hos ett system kan i princip fastställas exakt under en godtyckligt kort mätning.¹⁰

Einsteins fotonlåda

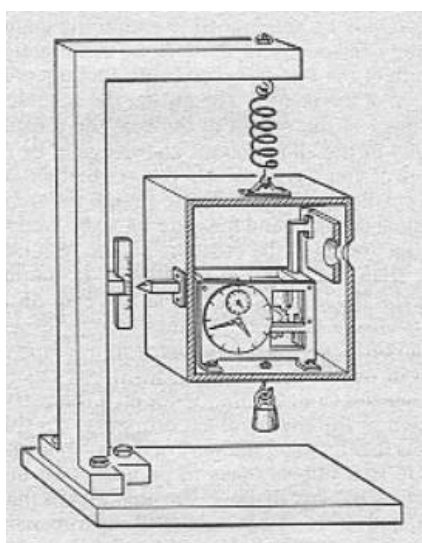
Tidigare såg vi hur Einstein i sina diskussioner med Bohr ifrågasatte Heisenbergs relation mellan osäkerheterna i läge och rörelsemängd. Genom att utnyttja att rörelsemängden är bevarad hoppades Einstein kunna konstruera en situation där man faktiskt skulle kunna fastställa en partikels läge och rörelsemängd på samma gång, med godtyckligt hög noggrannhet. Med motsvarande strategi – nämligen genom att utnyttja att energin är bevarad – försökte Einstein angripa även tid-energirelationen. Han konstruerade ett numera klassiskt tankeexperiment som, enligt Bohrs blivande assistent Rosenfeld, till en början orsakade Bohr ett ordentligt huvudbry (Rosenfeld, 1968, sid 232):

It was quite a shock for Bohr to be faced with this problem; he did not see the solution at once. During the whole evening he was extremely unhappy, going from one to the other and trying to persuade them that it couldn't be true, that it would be the end of

¹⁰ Betrakta till exempel en fri partikel. För en sådan är energiinnehållet entydigt bestämt av rörelsemängden: $E = p^2/2m$. Eftersom rörelsemängden i princip kan fastställas genom en ögonblicklig mätning, måste samma sak gälla energin i detta fall. Detta visar att nämnda tolkning av energi-tidsrelationen är felaktig. Se vidare Hilgevoord (1996).

physics if Einstein were right; but he couldn't produce any refutation... The next morning came Bohr's triumph and the salvation of physics...

Einstein föreställde sig en låda med en inbyggd mekanism för att öppna och stänga ett litet hål i lådans sida (figur 2:6). Vid en viss förprogrammerad tidpunkt öppnas hålet under ett kort ögonblick varvid en foton slipper ut ur lådan. Einstein föreslår en metod för att fastställa energin hos denna ivägfärande foton – en metod som utnyttjar den speciella relativitetsteorin, och ekvivalensen mellan massa och energi. När fotonen far ut genom öppningen minskar lådans energiinnehåll, och därmed även dess massa. Genom att man låter lådan vara upphängd i en fjäder under hela förloppet bör denna förändring i massa i princip kunna fastställas: efter att fotonen har lämnat lådan kommer den att vara något lättare och därför hänga något högre än vad den gjorde tidigare. På så sätt får man reda på den energimängd som fotonen fört bort från lådan, dvs. fotonens eget energiinnehåll. Det är svårt att se vad som skulle kunna förhindra en sådan mätning.



Figur 2:6 Bohrs illustration av Einsteins tankeexperiment (Bohr, 1949). Mekanismen inuti lådan släpper vid en viss tidpunkt ut en foton. Genom att väga lådan innan och efter kan man fastställa fotonens energi.

Den tidpunkt vid vilken fotonen slipper ut kan också bestämmas exakt: öppningsmekanismen kan förprogrammeras att aktiveras vid en viss tidpunkt, och tidsintervallet under vilket hålet är öppet – slutartiden – bör också kunna göras godtyckligt kort. En alltför kort slutartid kan visserligen innebära att ingen foton hinner ut ur lådan. Men enligt kvantfysiken är detta en fråga om sannolikhet. Om ingen foton hinner ut i första försöket kan vi alltid upprepa experimentet tills en foton gör det. När så sker vet vi flyktögonblicket för just den fotonen, och dess energi kan sedan bestämmas genom att avläsa hur lådan förändrat sin höjdsposition.

Detta verkar strida mot tid-energirelationen från förra avsnittet, som ju bland annat föreskriver att energin hos en foton inte kan vara välbestämd på samma gång som den tid vid vilken fotonen passerar en viss punkt (i detta fall lådans öppning). Som nämntes tidigare gjorde detta tankeexperiment Bohr, till en början, mycket bekymrad. Men redan dagen efter att Einstein hade presenterat det för honom, hade Bohr kommit på en invändning.

Ironiskt nog fann Bohr räddningen i en av Einsteins egna teorier, nämligen i den allmänna relativitetsteorin. Enligt denna går tiden olika fort på olika höjd i ett gravitationsfält: en klocka på hög höjd tickar snabbare än en likadan klocka på låg höjd. I tankeexperimentet vägs lådan med hjälp av en fjädervåg: lådans massa fastställs genom att man läser av på vilken höjd den befinner sig. Men inuti lådan finns en klocka – den klocka som bestämmer när fotonen ska släppas ut. Hur snabbt denna klocka tickar beror på lådans exakta höjd. Så en osäkerhet i lådans höjd innebär med nödvändighet även en osäkerhet i den tidpunkt då fotonen släpps ut. Einstein antog att höjdmätningen – som måste utföras både innan och efter att fotonen lämnar lådan – kunde få ta obegränsat med tid. Men Bohr noterar att ju längre tid denna mätning tar desto värre blir effekten av tidens höjdberoende – en skillnad i tickhastighet ackumuleras, och blir större allteftersom tiden går. Dock måste höjdmätningen få ta tid: vågen måste vara ytterst känslig, vilket innebär att det med nödvändighet tar tid innan jämvikt infinner sig, och det överhuvudtaget är någon idé att läsa av vågen.

Genom att uttrycka dessa insikter kvantitativt lyckas Bohr visa att tid-energirelationen är uppfylld även för Einsteins hypotetiska fotonvåg.¹¹ Inte heller denna gång lyckades Einstein visa att kvantfysiken leder till någon motsägelse.

Det är symptomatiskt för Bohr att han i sin lösning på problemet fokuserar på mätningen och dess utförande. Det finns en mer fundamental invändning mot Einsteins tankeexperiment, en som är mer tillfredställande på åtminstone två sätt: dels genom att den tar fasta på systemet självt, snarare än på mätningen, dels eftersom den undviker att dra in den allmänna relativitetsteorin i resonemanget (Hilgevoord, 1998).

Låt mig först påminna om en av tolkningarna av tid-energirelationen. Ett system som har välbestämd energi är ett stationärt system, dvs. ett system i vilket ingenting händer (litet ΔE innebär stort ΔT , alltså lång "livstid"). Ett system som däremot förändras snabbt kan *inte* ha välbestämd energi (snabb förändring svarar mot litet ΔT vilket innebär stort ΔE).

Einstein antar att lådan som helhet har en väldefinierad energi både före och efter det att fotonen lämnat den. Själva öppningsmekanismen är en del av denna låda, och bidrar till lådans totala energi. Så om lådans energi är väldefinierad är öppningsmekanismens energi det också. Men att denna mekanism har en väldefinierad energi innebär enligt relationen att den är oförmögen till snabba förändringar: den kan i så fall inte öppna och sedan sluta lådan under hur kort tid som helst. Om lådans energi verkligen var helt exakt skulle den befinna sig i ett stationärt tillstånd: den skulle inte kunna undergå någon förändring alls, och öppningsmekanismen skulle aldrig utlösas.

Därmed undgår Einsteins fotonlåda att bryta mot Heisenbergs relation, och det alldeles oavsett de mätningar vi utsätter den för. Antingen kan vi konstruera lådan så att den släpper ut en foton vid ett mycket väldefinierat ögonblick. Men i så fall kommer den foton som skapas med nödvändighet att ha en obestämd energi – för lådans egen energi måste i detta fall vara obestämd. Eller så kan vi tillverka en låda som skapar en foton med mycket väldefinierad energi. Men en sådan låda kommer behöva en viss tid på sig för fotonproduktionen, och ögonblicket när fotonen faktiskt skapas, dvs. slipper ut ur lådan, kan inte vara välbestämt.

Einstein själv skrev aldrig ner den ursprungliga varianten av sitt tankeexperiment, den han konfronterade Bohr med under en fysikkonferens år 1930. Den enda återgivningen av Einsteins och Bohrs diskussion kring fotonlådan som är någorlunda utförlig, återfinns i Bohrs egen redogörelse, nedtecknad nästan tjugo år i efterhand (Bohr, 1949). En del vetenskapshistoriker (se t.ex. Howard

¹¹ För den som vill ha en utförligare redogörelse av Bohrs svar rekommenderas kapitel 2 i Aharonov och Rohrlich (2005), där resonemanget är betydligt klarare och enklare att följa än hos Bohr själv (Bohr, 1949).

(1990)) anser att Bohrs återgivning inte speglar Einsteins egentliga syften med resonemanget. Man menar att han antingen mindes fel, eller att han helt enkelt missförstod Einstein. Kanske var Bohr så entusiastisk över lösningen på den paradox han själv tyckte sig se i den hypotetiska fotonlådan – en paradox som förmodligen orsakade honom en sömnlös natt – att hans minnesbild av Einsteins ursprungliga syfte med tankeexperimentet förvrängdes?

Klart är emellertid att Einstein, bara något år efter hans och Bohrs diskussioner, använde idén med fotonlådan i andra syften och för att dra andra slutsatser än de Bohr beskriver (Jammer, 1974; Howard, 1990). Einstein verkar då ha accepterat att osäkerhetsrelationen för tid och energi faktiskt begränsar den information vi kan få om ett system: vi kan aldrig få reda på både i vilket ögonblick som fotonen lämnar lådan och hur mycket energi den då för med sig. Om vi nöjer oss med att ta reda på *en* av foton-egenskaperna ska det dock inte vara några problem; kvantfysiken låter oss alltid bestämma en av två komplementära storheter exakt. I princip ska vi också kunna vänta med att bestämma vilken av fotonens egenskaper som vi vill mäta tills efter att den lämnat lådan.

Detta utnyttjar Einstein och argumenterar nu i stället så här. Efter att fotonen farit iväg gör vi vårt val: antingen väger vi lådan och får reda på fotonens energi, eller så öppnar vi den och läser av klockan därinne för att få reda på den exakta tidpunkten för fotonens avfärd. Men när vi väl fattar beslutet om vad vi ska mäta kanske fotonen redan är ljusår bort, och dess tillstånd kan då knappast påverkas av vår mätning på lådan. Ändå säger kvantfysiken att fotonen, om vi väljer att väga lådan, måste ha en energi som exakt motsvarar lådans viktminskning. Och kvantfysiken säger också att om det i stället är tidpunkten för fotonens avfärd som vi väljer att bestämma, så måste fotonen ha egenskaper som är förenliga med resultatet av *den* mätningen: fotonen måste då exempelvis nå fram till ett visst mål en bestämd tid efter avfärden från lådan (nämligen tiden som ges av avståndet mellan låda och mål dividerat med fotonens hastighet c). Om vi alltså antar att fotonens tillstånd inte påverkas av vår mätning ljusår bort, måste fotonen, redan när den lämnar lådan, vara beredd att uppfylla båda egenskaperna. Med andra ord: fotonen själv måste besitta båda egenskaperna energi och flykttid, i strid med Heisenbergs relation.

Slutsatsen synes vara att kvantfysikens tal om osäkerhet i komplementära storheter bör förstås blott som begränsningar av våra möjligheter att fastställa materiens verkliga tillstånd – inte som uttalanden om partiklars inneboende egenskaper. För Einstein handlar osäkerhetsrelationen om vår kunskap, inte om hur tillvaron egentligen är beskaffad.

Problemet som Einstein pekar på med hjälp av fotonlådan är att en mer strikt tolkning av osäkerhetsrelationen strider mot *lokalitetsprincipen*: idén att vad jag gör här och nu inte omedelbart kan påverka företeelser långt bort. Redan i nästa kapitel ska vi återkomma till denna förvirrande egenhet hos kvantfysiken – dess symptomatiska icke-lokalitet. I kapitlet därefter ska vi ta upp den berömda EPR-paradoxen som angriper kvantfysiken i just detta avseende. Föga förvånande är Einstein en av upphovsmännen även till denna paradox. Fotonlådan i den senare tappningen kan betraktas som en föregångare till EPR-paradoxen.

Det finns en tydlig utvecklingslinje i Einsteins livslånga kritik mot kvantfysiken. Till en början försökte han konstruera tankeexperiment i syfte att visa att kvantfysiken är *logiskt ohållbar*, att den måste leda till motsägelser om den kombineras med andra kända principer inom fysiken, som till exempel konserveringslagar. Men från omkring 1930 övergår hans argumentation mer och mer till att fokusera på om kvantfysiken är *fullständig* eller inte. Einstein verkar då betrakta kvantfysiken som en väsentligen korrekt teori; han accepterar att osäkerhetsrelationerna faktiskt ger absoluta gränser på vad som är mätbart. Men han ser kvantfysikens verklighetsbeskrivning som blott preliminär: det måste finnas en underliggande verklighet beskriven av en mer fundamental teori. I denna mer grundläggande beskrivning menar Einstein att de komplementära storheterna faktiskt har bestämda värden. Och kvantfysikens inbyggda slumpmässighet betraktar han som resultatet av i

grunden deterministiska, men ännu okända, lagar.

Einsteins ihärdiga kritik av kvantfysiken kom att spela en central roll, inte bara för utvecklingen av kvantfysiken själv, utan för fysikens världsbild i stort. Men inte på det sätt som han själv hade hoppats. Kvantfysiken står alltså stadigt; men den verklighetsuppfattning som var Einsteins utgångspunkt har allt mer kommit att framstå som ohållbar.

Kapitel 3

Mätningens magi

Kvantfysiken är en svårt schizofren teori. För sin beskrivning av tillvaron är den beroende av två radikalt olika processer, som har varsin roll att spela i teorin. Den ena processen är tillämpbar då det system som studeras är isolerat från växelverkan med omgivningen och så länge det lämnas åt sig självt. Men om vi vill ha reda på något om systemet måste vi förstås växelverka med det – vi måste utsätta det för en mätning. Då tar den andra processen vid. Själva mätningen, eller observationen, spelar alltså en central och annorlunda roll inom kvantfysiken. Mätningar är underkastade speciella lagar, nästan som om de inte vore del av samma fysikaliska verklighet som vilken annan process som helst. I det här kapitlet ska vi se närmare på det så kallade mätproblemet.

Kvantfysikens två ansikten

Låt oss införa benämningar på kvantfysikens två processer: **S** för Schrödinger-utveckling respektive **M** för mätprocessen.

Processen **S** avser alltså ett systems utveckling enligt Schrödingerekvationen – den vågekvation som Erwin Schrödinger utvecklade omkring 1925 bland annat för att kunna beskriva vågfunktionen för elektronerna i en atom. Men Schrödingerekvationen har en mycket bredare tillämpbarhet än så. *Varje* isolerat system kan i princip, enligt kvantfysiken, beskrivas med hjälp av en vågfunktion. I denna vågfunktion finns all information om systemet kodad: hur systemets alla partiklar är fördelade i förhållande till varandra, om och i så fall hur de rör sig, vilka laddningar de har et cetera. Vågfunktionen representerar, som namnet antyder, systemet och dess beståndsdelar som vågor, vilket innebär att den med nödvändighet uppfyller alla osäkerhetsrelationer mellan komplementära variabler, som till exempel lägen och rörelsemängder. Givet vågfunktionens utseende vid en viss tidpunkt, talar Schrödingerekvationen – dvs. **S**-processen – om hur den ser ut vid alla senare tidpunkter.

Denna process är helt *deterministisk*; den lämnar inget utrymme för någon slumpmässighet. Utvecklingen enligt **S**-processen är också *kontinuerlig*. Det innebär att systemet inte utför några plötsliga förändringar: en våg som nyss befann sig på en plats kommer inte plötsligt att dyka upp på en annan. Slutligen är systemets utveckling enligt **S**-processen *lokal*: om en vågfunktion träffar på ett hinder kommer den att förändra sitt utseende just där hindret befinner sig, ungefär som en våg som bryts mot en sten.

Kort sagt: **S**-processen uppfyller alla rimliga krav som man kan ställa på en fysikalisk process. Om

det är något märkligt med den överhuvudtaget så är det väl just det faktum att den hanterar alla system – partiklar, stenar, katter – som om de vore vågor. Men att detta verkar konstigt kanske mer handlar om vår bristande föreställningsförmåga, än om S-processen som sådan.

Om hela kvantfysiken utgjordes av denna välartade S-process så skulle teorin inte vara konstigare än vilken vågteori som helst. Men tyvärr skulle den då heller inte kunna användas för att dra några slutsatser om tillvaron, eller för att förutsäga några observationer. För att kvantfysiken ska kunna leverera förutsägelser – för att vi ska kunna jämföra dess utsagor med experiment – behövs M-processen. Den träder in så snart vi gör en *mätning* på systemet, dvs. så snart vi låter systemet växelverka med en mätutrustning. I detta ögonblick “kollapsar” nämligen systemets tillstånd till ett nytt tillstånd som motsvarar just det erhållna mätvärdet. Så om tillståndet från början var obestämt beträffande den egenskap som mäts, är denna egenskap inte obestämd längre efter att mätningen utförts. Exakt vilket utfallet blir av mätningen är en fråga om slump. Sannolikheten för olika utfall bestäms av vågfunktionen (eller närmare bestämt kvadraten på den vågamplitud som motsvarar utfallet).

Vi har redan stött på M-processer i ett par olika skepnader. I förra kapitlet diskuterade vi till exempel dubbelspaltförsöket med elektroner. En elektrons väg från elektronkällan fram till skärmen via dubbelspalten beskrivs av en S-process. Elektronen beskrivs då av ett vågpaket som utvecklar sig på ett deterministiskt och kontinuerligt sätt. Men väl framme vid skärmen, där själva mätningen av elektronens position sker, kollapsar vågpaketet – M-processen tar vid. Efter att elektronen nyss i form av en våg varit utspridd över en stor del av skärmen, återfinns den nu plötsligt på ett och endast ett ställe. Exakt var på skärmen som den dyker upp är slumpmässigt. Men sannolikheten är störst längs de band där elektronens vågfunktion har störst amplitud; sannolikheten att finna elektronen precis mellan dessa band är noll.

M-processen, eller vågfunktionens kollaps vid mätning, behöver dock inte bestå i att vågfunktionen blir mer vällokaliserad. Så är det förvisso om det är en positionsmätning det handlar om, men effekten kan lika gärna vara den motsatta. Allt beror på vilken egenskap det är som mäts. Om det till exempel är en partikels rörelsemängd som vi mäter blir resultatet av M-processen i stället en mer utspridd våg, nämligen en där våglängden (och därmed rörelsemängden) har ett mer entydigt värde. Ingen mätning producerar någonsin helt exakta resultat, men om mätningen av rörelsemängd vore exakt, så skulle partikelns tillstånd därefter utgöras av en enkel våg med oändlig utsträckning. Bara sådana vågor har ju, som vi har konstaterat, helt entydig rörelsemängd.

Det är alltså M-processen som med någorlunda entydighet låter oss fastställa tillvarons egenskaper – energier, positioner, rörelsemängder – trots att dessa i en vågbeskrivning ibland är ytterst obestämda. Det är till stor del denna process som är ansvarig för att vi uppfattar materien som partikellik snarare än våglik; det är M-processen som gör att bilden av elektroninterferensen i dubbelspaltförsöket blir kornig. Mätningen påverkar dock alltid tillståndet på ett oåterkalleligt sätt. Via M-processen förändras tillståndet så att en del av systemets egenskaper före mätningen går förlorade. M-processen förhindrar oss att fastställa alla systemets egenskaper på en gång; vi måste alltid välja vad vi vill ha reda på. Detta är precis innebörden i Bohrs komplementaritetsbegrepp. Vissa egenskaper fastställs i vissa experiment; andra fastställs i andra. Vi har ingen rätt att tillskriva ett system båda klasserna av egenskaper eftersom de ändå aldrig kan bestämmas under samma experimentella betingelser.

Till skillnad från den deterministiska och mjukt böljande S-processen är M-processen slumpmässig och plötslig. Schrödinger själv karaktäriserade den ogillande med orden “this damned quantum jumping around”. Men kanske värst av allt: M-processen har ett störande drag av icke-lokalitet. Betrakta åter fallet med elektronen som passerar dubbelspalten. Ögonblicket innan den lämnar sitt avtryck på skärmen beskrivs den som en utspridd våg – en våg vars intensitet varierar i band över

skärmen. Ett ögonblick senare har den satt sitt avtryck på ett visst ställe på skärmen. Men precis i samma ögonblick står det också klart att elektronen *inte* kommer att dyka upp någon annanstans på skärmen – elektronen lämnar alltid sitt avtryck endast på ett ställe. Det vill säga: för varje elektron som lämnar källan, blir det alltid bara ett avtryck på skärmen. Det betyder att de delar av skärmen där elektronen inte dyker upp, på något sätt måste ha informationen att elektronen gett sig till känna på ett annat ställe *i samma ögonblick som detta sker*. Vad som händer på ett ställe på skärmen (där elektronen dyker upp) påverkar omedelbart vad som händer (eller inte händer) på ett annat. Denna typ av förhållande benämns icke-lokalitet, och detta verkar alltså vara en ofrånkomlig egenskap hos **M**-processen.

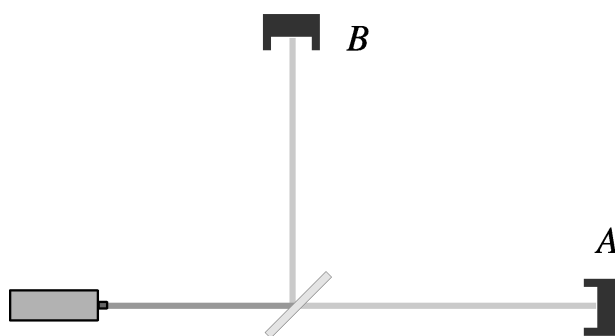
Låt oss se närmare på ett par tankeexperiment som belyser olika aspekter av den kvantmekaniska mätningens icke-lokalitet.

En kluven foton

Inom optiken använder man sig ibland av så kallade halvgenomskinliga speglar. En sådan består vanligen av en glasskiva med en ytterst tunn aluminiumbeläggning. Aluminiumets tjocklek är avpassad så att en ljusstråle som träffar glasskivan under 45 graders vinkel till hälften passerar igenom den och till hälften reflekteras. En halvgenomskinlig spegel delar alltså upp en ljusstråle i två nya strålar med halva intensiteten vardera, och riktade i rät vinkel från varandra.

Säg att vi har en sådan spegel som delar upp en inkommande stråle i två. För att kontrollera att de två strålarna verkligen har samma intensitet kan vi placera en känslig ljusdetektor i var och en av strålarna en bit bort från den halvgenomskinliga spegeln, se figur 3:1. Vi föreställer oss att detektorerna är så känsliga att de kan detektera enskilda fotoner. När vi har försäkrat oss om att lika mycket ljus når båda detektorerna, tänker vi oss att vi minskar intensiteten hos ljuskällan så till den milda grad att den till slut bara ger ifrån sig enstaka fotoner. Säg att den sänder ut precis en foton i sekunden. Ibland hamnar en foton i den detektor som står rakt bakom den halvgenomskinliga spegeln (detektor *A*), och ibland hamnar en foton i den detektor som står i rät vinkel ut från spegeln (detektor *B*). Det är alltid bara den ena detektorn som gör utslag; en enskild foton registreras aldrig i båda detektorerna.

Hur beskriver kvantfysiken detta skeende? När en foton har lämnat källan beskrivs den enligt kvantfysikens **S**-process. Fotonens vågpaket når fram till den halvgenomskinliga spegeln, och delas där upp i två lika delar: en fortsätter rakt fram genom spegeln mot detektor *A*, en reflekteras 90



Figur 3:1 En ljusstråle som faller in mot en halvgenomskinlig spegel delas upp i två hälften så starka strålar: en som fortsätter rakt fram och en som reflekteras. Om ljuskällans intensitet sänks så att den sänder ut enstaka fotoner, kommer hälften av fotonerna att registreras i detektor *A* och andra hälften i detektor *B*.

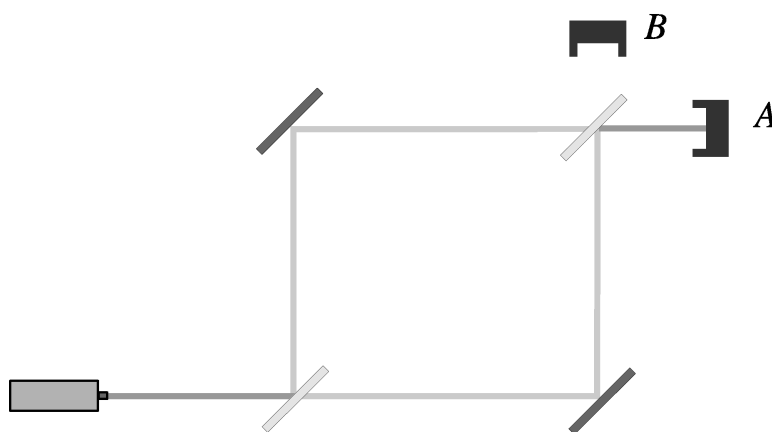
grader mot detektor *B*. Man säger att fotonen i detta läge befinner sig i en *superposition* mellan att vara på väg mot den ena detektorn och att vara på väg mot den andra. I någon mening är den på väg mot båda. Inte förrän de två delarna når fram till respektive detektor sker själva mätningen, och det är inte förrän då som **M**-processen tar vid. Detektorernas närvaro kollapsar tillståndet, så att fotonen registreras enbart i den ena detektorn, trots att den nyss varit jämnt fördelad på båda strålvägarna. I det ögonblick som fotonen dyker upp i den ena detektorn “vet” den andra detektorn att inte den också kan detektera samma foton.

Beskrivningen påverkas inte av hur långt bort detektorerna är placerade. Vi kan till och med tänka oss att de befinner sig ljusår bort från den halvgenomskinliga spegeln, kanske i varsitt planetsystem i varsin galax. Enligt kvantfysiken är det ändå inte förrän de två fotonhalvorna når fram till sina respektive detektorer som **M**-processen tar vid, och som det avgörs i vilken av detektorerna som fotonen ska ge sig till känna.

Kvantfysikens sätt att representera händelseförloppet ter sig, kan man tycka, orimligt. Det är lockande att försöka modifiera beskrivningen på åtminstone ett av följande sätt.

1. **M**-processen tar vid redan när fotonen passerar den halvgenomskinliga spegeln. Fotonen delas aldrig upp, utan fortsätter rakt fram genom spegeln med 50 procents sannolikhet, och reflekteras med 50 procents sannolikhet.
2. Det “tillstånd” som kvantfysiken tillskriver fotonen representerar i själva verket inte fotonen själv utan bara vår kunskap om den. Att fotontillståndet “kollapsar” först när fotonen når detektorerna är bara ett omständligt sätt att uttrycka att vår kunskap då plötsligt ändrar sig: från att inte ha vetat vilken väg fotonen tog, får vi nu plötsligt reda på det.

Tyvärr fungerar inget av dessa synsätt, som vi strax ska se. De stämmer varken med experiment eller med kvantfysikens övriga förutsägelser.



Figur 3:2 Om strålarna som uppstått i den första halvgenomskinliga spegeln åter förs samman med hjälp av två vanliga speglar, så att de båda faller in mot ytterligare en halvgenomskinlig spegel, kommer de att interferera: allt ljus hamnar i detektor *A*.

Låt oss lägga till lite utrustning till det tänkta experimentet. Vi ersätter de två detektorerna med två (vanliga) speglar som får reflektera samman de båda strålarna igen, se figur 3:2. Precis där strålarna korsar varandra placerar vi en ny halvgenomskinlig spegel, så att de båda strålarna träffar

den på var sin sida med 45 graders infallsvinkel. Spegelns effekt kommer vara att dela upp var och en av strålarna i två nya strålar, men på ett sådant sätt att dessa båda strålar sammanfaller med varandra. Man kan säga att denna andra halvgenomskinliga spegel blandar samman de båda inkommande strålarna till två nya strålar, den ena riktad uppåt i figuren och den andra riktad åt höger. Slutligen placerar vi de två detektorerna så att de registrerar ljuset i var sin av de två nybildade strålarna.

Vad händer nu om vi sätter på ljuskällan så att den lyser med full intensitet, och skickar in en stadig ljusstråle i spegelarrangemanget? Man kunde tro att de två detektorerna skulle göra samma utslag, att de skulle detektera hälften av ljuset var. Men det är inte vad som sker. I stället hamnar allt ljus i detektor *A*. Hur är detta möjligt?

Vad vi bevittnar är åter ett exempel på interferens; fenomenet kan enkelt förklaras av att ljuset är en våg. För att förstå hur interferensen uppstår i detta fall behöver man känna till ytterligare något om vad som händer när ljus passerar en halvgenomskinlig spegel. I allmänhet gäller att en våg som passerar genom ett material, eller som reflekteras i det, kommer att fasförskjutas. En stråle som faller in mot en halvgenomskinlig spegel delas som vi vet upp i två nya strålar, och man kan visa att vågorna i dessa två nya strålar kommer att vara fasförskjutna i förhållande till varandra med precis en fjärdedels våglängd.

Betrakta nu de två tänkbara vägarna – den nedre respektive den övre vägen – som ljuset skulle kunna ta för att nå detektor *B*. Ljus som tar den nedre vägen till denna detektor reflekteras inte i någon av de halvgenomskinliga speglarna, medan ljus som tar den övre vägen måste reflekteras i båda dessa speglar. Om varje reflektion i de halvgenomskinliga speglarna ger upphov till en fjärdedels våglängdsförskjutning, innebär det att den sammanlagda förskjutningen mellan de två vägarna är precis en halv våglängd.¹² Men om en våg adderas till en likadan våg som är förskjuten en halv våglängd, så släcker de två vågorna ut varandra – där den ena gör ett positivt utslag gör den andra ett negativt utslag. Således blir det mörkt i detektor *B*.

Om vi nu i stället jämför de två vägarna som leder till detektor *A*, så ser vi att båda dessa strålvägar reflekteras en gång i var sin halvgenomskinlig spegel. Båda strålarna är således förskjutna exakt lika mycket när de passerat spegeln uppe till höger i figur 3:2. Därmed kommer de att förstärka varandra; allt ljus från källan hamnar i detektor *A*.

Vad händer då om vi sänker intensiteten hos källan, så att den som i det tidigare experimentet bara sänder ut enstaka fotoner? Resultatet blir oförändrat: alla fotoner hamnar i detektor *A*; ingen foton hamnar i detektor *B*. Detta är även vad vi bör förvänta oss enligt kvantfysiken. Innan en foton når fram till detektorerna är det *S*-processen som styr dess utveckling. Fotonen utgörs då av en våg. Fotonvågen delar upp sig vid den första halvgenomskinliga spegeln, och när de två delarna sedan återförenas vid den andra spegeln interfererar de, så att vågen helt släcks ut i den väg som leder till detektor *B* medan den förstärks i den väg som leder till detektor *A*. Väl framme vid detektorn kollapsar vågfunktionen – under *M*-processens inverkan – men eftersom hela vågen då befinner sig vid detektor *A* så är det bara där som fotonen kan registreras.

Observera att de två förslagen ovan, på sätt att modifiera den kvantmekaniska beskrivningen så att den blir rimligare, inte är förenliga med vad vi just har sett. Enligt det första förslaget skulle *M*-processen ta vid redan när fotonen passerar den första halvgenomskinliga spegeln. Men i så fall skulle det inte kunna uppstå någon interferens efter den andra spegeln; de båda detektorerna skulle göra utslag lika ofta. Lika hopplöst är det andra förslaget, dvs. att betrakta den kvantmekaniska vågen enbart som en representation av vår kunskap om systemet, och påstå att *M*-processen bara

¹² Strålarnas fas förskjuts även när de reflekteras i de vanliga speglarna. Men eftersom strålvägarna passerar var sin vanlig spegel, så tar dessa förskjutningar ut varandra, och vi behöver inte ta hänsyn till dem.

speglar en plötslig förändring i vårt kunskapsläge snarare än i systemet självt. I så fall skulle fotonen kunna dyka upp i detektor *B* lika väl som i detektor *A*; vår blotta okunskap om vilken väg fotonen tar kan inte leda till interferens. För att interferensen ska uppstå måste fotonen, i någon mening, passera båda strålvägarna.

Vad händer om vi försöker kombinera detta interferensexperiment med det tidigare experimentet i figur 3:1, det där vi detekterade vilken väg fotonen tog redan efter den första halvgenomskinliga spegeln? Vi kan till exempel tänka oss att de två vanliga speglarna – spegel 1 uppe till vänster i figuren, och spegel 2 nere till höger – kopplas till varsin detektor som ger utslag när en enda foton reflekteras av respektive spegel. Det finns naturligtvis inga sådana detektorer, men vi kan tänka oss att de är konstruerade så att de reagerar på den ytterst lilla rörelsemängd som en foton måste överföra till spegeln när den reflekteras. På detta vis bör vi kunna bestämma *både* vilken väg som en enskild foton tar, *och* erhålla interferensen. Eller? Nej, i den mån våra nya detektorer faktiskt avslöjar vilken väg en foton väljer, går interferensen förlorad. Detektor *B* kommer i så fall att göra utslag lika ofta som detektor *A*.

Detta är ytterligare ett exempel på Bohrs komplementaritet. Antingen erhåller vi interferens – dvs. alla fotoner hamnar i detektor *A* – och därmed information om fasskillnaden mellan de båda vägarna. Då kan vi dock inte få reda på vilken av vägarna som en enskild foton väljer. Eller så mäter vi vilken väg en foton färdas. Men då försvinner interferensfenomenet, och vi går miste om informationen om fasskillnaden. Väginformation och fasinformation är komplementära.

Interferens kan bara uppstå om den kollapsande **M**-processen skjuts upp tills efter det att den andra halvgenomskinliga spegeln har passerats. Fotonvågen måste få passera båda vägarna ostörd. Den oundvikliga slutsatsen blir att varje enskild foton reflekteras både i spegel 1 och i spegel 2. Ur detta perspektiv ter sig fotonvågen – den vars utveckling beskrivs av **S**-processen – som något verkligt: fotonen är i någon mening vid båda speglarna på samma gång. Å andra sidan: när dessa speglar kopplas till stötkänsliga detektorer så ger sig fotonen alltid till känna bara i den ena av dem. Om den ena detektorn gör utslag för fotonen – hur vet då den andra, kanske ljusår bort, att den *inte* ska göra utslag? Informationen om den första detektorns utslag måste ju rimligtvis ta lite tid på sig att nå fram. Den kan i alla händelser inte färdas snabbare än ljuset. Ur detta senare perspektiv framstår fotonvågen snarare som en fantasikonstruktion, och inte som något som verkligen existerar.

Som vi har sett fungerar inget av de två båda synsätten: fotonvågen kan inte ses som något påtagligt och objektivt existerande, men inte heller blott som representation av vår kunskap om fotonen. Kanske utgör den något mellanting? Ingen har dock ännu lyckats formulera exakt vari detta mellanting i så fall skulle bestå. Däremot har problemet belysts på en mängd sätt, och det har därmed blivit tydligare vari det egentligen består. Vi ska få anledning att återkomma till detta.

Explosivt material

Kvantfysikens icke-lokala karaktär är inte enbart en filosofisk fråga. Den har påtagliga konsekvenser för vad som kan ske och inte ske, för vilka fysikaliska problem som har en lösning och vilka som inte har det. Betrakta följande problem (Elitzur och Vaidman, 1993):

Föreställ dig att du har en uppsättning bomber. Dessa bomber har en speciell utlösningmekanism. På varje bomb sitter en liten spegel som fungerar som en ytterst känslig avtryckare: rörelsemängden från en enda foton är tillräcklig för att trycka in spegeln och utlösa bomben. Bomberna måste således förvaras i fullständigt mörker.

Tyvärr fungerar inte alla bomber: hos en del av dem har utlösningmekanismen fastnat. Dessa bomber utlöses inte när de belyses. Du behöver nu hitta minst en bomb som du

är säker på fungerar, men utan att samtidigt utlösa den – du vill ju ha den kvar för senare ändamål. Det är för riskabelt att undersöka bomben, och kanske känner du heller inte till den exakta konstruktionen.

Hur gör du för att hitta en fungerande bomb?

Som problemet är formulerat saknar det lösning inom klassisk fysik. Om enda sättet att fastställa att en bomb fungerar är att faktiskt pröva den – att helt enkelt se om den exploderar när den träffas av en foton – så finns förstås ingen möjlighet att hitta en säkert fungerande bomb i outlöst skick. Men faktum är att kvantfysikens magiska värld medger en lösning på problemet, hur osannolikt det än kan verka.

Betrakta åter interferensexperimentet i förra avsnittet. Interferensen tar sig uttryck genom att alla fotoner hamnar i detektor *A*. Förutsättningen för att det ska fungera är att varje enskild foton i någon mening färdas båda vägarna, den övre och den nedre i figuren. Om till exempel den nedre vägen blockeras upphör interferensen och fotonerna hamnar lika ofta i båda detektorerna. Samma sak inträffar om vi mäter vilken väg som en foton verkligen tar, till exempel genom att koppla speglarna 1 och 2 till varsin detektor.

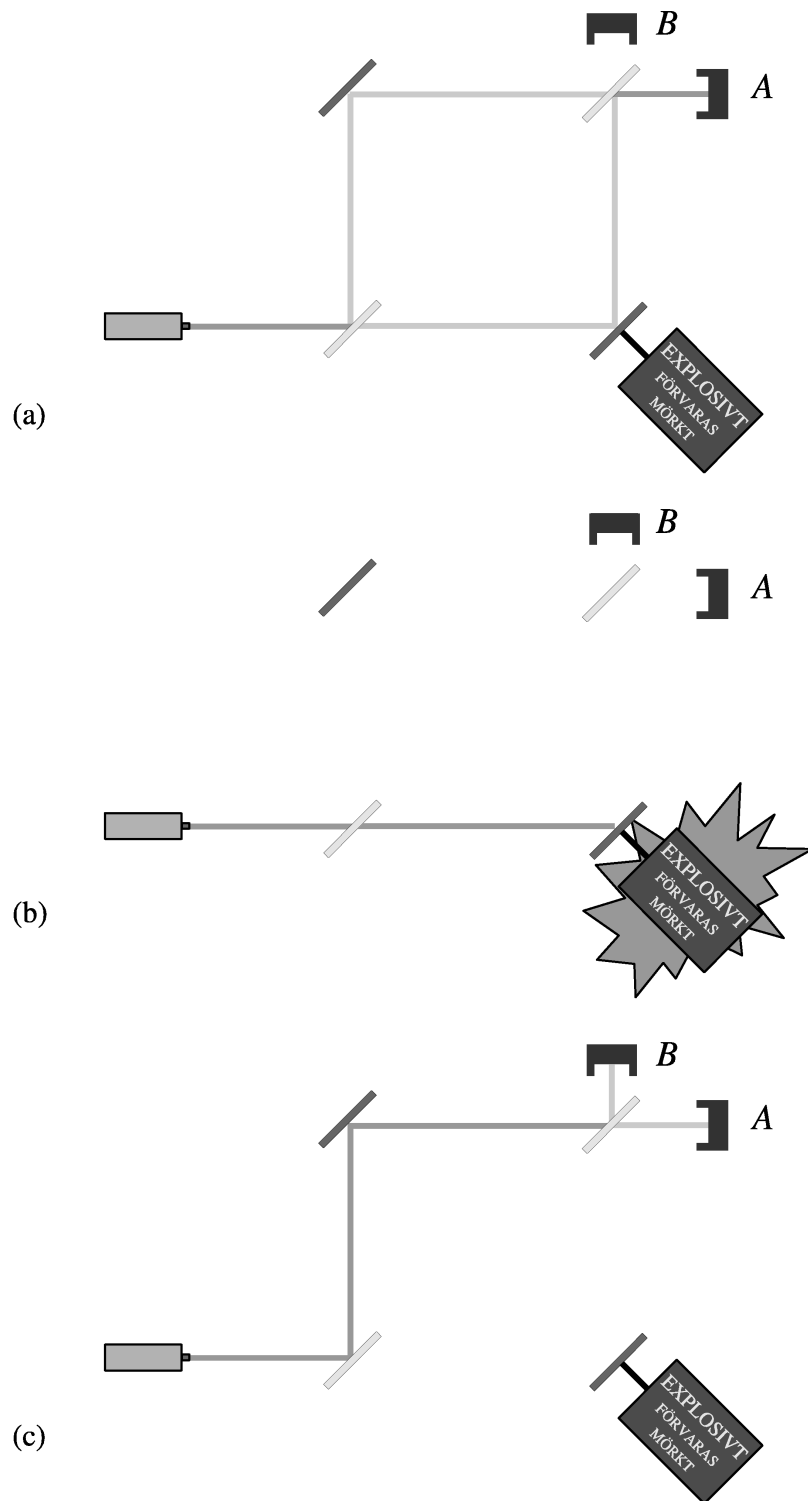
Låt oss nu ta en av våra bomber och placera den nere till höger i figur 3:2, på spegel 2:s plats. Vi ersätter helt enkelt denna spegel med bombens avtryckarspegel, som i figur 3:3 (a). Vi låter alltså bombens avtryckare fungera som en av speglarna i interferensexperimentet. Hur förändrar detta experimentets utfall?

Vi antar först att bomben fungerar. I så fall kommer den att brisera så snart en foton reflekteras mot dess spegel. Bomben utgör alltså en detektor som kan fastställa vilken av vägarna som fotonen tar. Om den sprängs vet vi att fotonen valde den nedre vägen; om den inte sprängs vet vi att fotonen i stället tog den övre. Ett annat sätt att uttrycka saken är att bombens närvaro gör att *den nedre vägen i praktiken är blockerad*: ingen foton kan komma fram där utan att hela uppställningen sprängs! Den övre vägen påverkas dock inte av att den nedre spegeln har ersatts av en bomb, och denna väg är fortfarande öppen. En foton som tar den övre vägen, och därmed undgår att utlösa bomben, kommer att hamna lika ofta i detektor *B* som i detektor *A*.

Detta var alltså om bomben fungerade. Om den å andra sidan *inte* fungerar – om dess avtryckarmekanism har fastnat och inte låter sig rubbas av att en foton reflekteras mot den – så fungerar interferensuppställningen precis som förut: på grund av interferens mellan de båda vägarna så hamnar alla fotoner i detektor *A*, ingen i detektor *B*.

Låt oss sammanfatta. Det finns tre olika utfall av experimentet efter att vi placerat en (eventuellt fungerande) bomb i spegelns ställe:

1. Uppställningen exploderar. I detta fall vet vi säkert att bomben fungerade, men tyvärr har vi den inte kvar i funktionellt skick.
2. Detektor *A* gör utslag. Detta utfall säger ingenting om huruvida bomben fungerar, eftersom detektor *A* kan göra utslag oavsett om interferens har ägt rum eller ej. Vi måste göra om experimentet genom att skicka ytterligare en foton genom uppställningen.
3. Detektor *B* gör utslag. *I detta fall vet vi säkert att bomben fungerar, trots att den inte har utlösts.* En icke-fungerande bomb skulle nämligen leda till interferens mellan de båda vägarna, varvid fotonen aldrig skulle kunna hamna i detektor *B*.



Figur 3:3 Spegeln nere till höger byts ut mot en av bombernas avtryckare. Om bomben inte fungerar får vi som förut interferens mellan de två vägarna (a). Om bomben fungerar utgör den en detektor som avslöjar vilken väg fotonen tar. Då kan vi inte få någon interferens. Antingen går fotonen den nedre vägen, och då sprängs bomben (b). Eller så går fotonen den övre vägen, och då sprängs *inte* bomben, och fotonen hamnar lika ofta i båda detektorerna (c).

Kvantfysiken medger alltså en metod att finna en bomb som man säkert vet fungerar utan att behöva utlösa den. I metoden som den förklarats ovan får man visserligen räkna med ett visst spill – en del av de fungerande bomberna kommer tyvärr att explodera. Men i de fall detektor B gör utslag vet man i alla fall säkert att ens bomb fungerar, utan att den exploderat.

Hur stort blir spillet av fungerande bomber? Säg att experimentet utförs med en fungerande bomb. Sannolikheten att fotonen väljer den nedre vägen är lika stor som att den väljer den övre, så risken att bomben exploderar är 50 procent. Om den inte utlöses betyder det att fotonen valde den övre vägen. Då kommer den hamna lika ofta i båda detektorerna. För en fungerande bomb som inte detonerar gör alltså detektor A utslag i en fjärdedel av fallen, och detektor B utslag i en fjärdedel av fallen. Men det är bara när detektor B gör utslag som vi säkert vet att bomben fungerar. Det betyder att vi, efter att ha genomfört testet med alla bomberna, har utlöst hälften av dem som fungerar, och har identifierat en fjärdedel av dessa utan att utlösa dem. Den sista fjärdedelen av de fungerande bomberna finns dock kvar oidentifierade.

Genom att gå igenom alla bomber en gång till kan vi sortera ut ytterligare en fjärdedel av de som fungerar. Man kan visa att om bomberna går igenom upprepade gånger tills alla har identifierats som antingen fungerande eller icke-fungerande, så ger oss denna metod en tredjedel av alla fungerande bomber i outlöst skick. Genom att förfina metoden – genom att använda en mer komplicerad interferensuppställning – kan spillet faktiskt göras godtyckligt litet (Kwiat et al, 1995). Med en sådan ideal metod (som dock kräver en uppställning med oändligt många perfekta speglar) låter kvantfysiken oss alltså sortera ut samtliga fungerande bomber med 100 procentig tillförlitlighet, utan att utlösa någon enda av dem.

Den mer abstrakt och allmänt formulerade slutsatsen av detta tankeexperiment är att *även kontrafaktiska förhållanden är relevanta för vad som verkligen sker*. Blotta det faktum att bomben *hade kunnat* explodera gör att utfallet av experimentet blir ett annat, även om bomben faktiskt aldrig exploderar. Detta utgör en drastisk skillnad mellan kvantfysik och klassisk fysik: i den senare är kontrafaktiska förhållanden irrelevanta, och det är precis det som gör att problemet med bomberna där saknar lösning. I kvantfysiken har även det som inte sker – men som hade kunnat ske – en roll att spela.

Kvantkatten

Den kvantfysiska beskrivningen av tillvarons fenomen baseras som vi sett på två processer: å ena sidan den deterministiska och välartade **S**-processen, å den andra den slumpmässiga och diskontinuerliga **M**-processen. **S**-processen är tillämpbar så länge det kvantmekaniska systemet förblir isolerat, så länge det inte tillåts växelverka med omgivningen. **M**-processen tar vid när systemet utsätts för en mätning, dvs. när systemet tvingas att växelverka med en mätutrustning.

Men vad är det egentligen för speciellt med en mätning? Även mätutrustningen är del av verkligheten: ytterst styrs den av samma grundläggande lagar som det system som den mäter på. I princip måste det gå att betrakta även mätapparaturen som ett kvantmekaniskt system, och med hjälp av **S**-processen beskriva dess utveckling – även om det skulle vara ohyggligt komplicerat. Eller?

Bohr, och hans fysikerkolleger, betraktade världen som uppdelad i två delar: en klassisk och en kvantmekanisk. De tänkte sig vågbeskrivningen och **S**-processen som förbehållna den kvantmekaniska delen. Men för att vi ska kunna få information om denna kvantmekaniska nivå av verkligheten är vi hänvisade till mätapparatur som uppför sig enligt den klassiska fysikens lagar. Mätutrustningen är med nödvändighet belägen i den klassiska domänen, för annars skulle den inte

kunna leverera begriplig information till oss makroskopiska varelser – vi som hopplöst är fångna i ett klassiskt sätt att uppfatta tillvaron. **M**-processen tar vid i denna brytpunkt mellan den klassiska nivån och den kvantmekaniska. Denna process låter oss blicka in i den kvantmekaniska världen, även om vi aldrig kan göra oss en bild av vad som verkligen pågår där. Vi är fast i vårt klassiska tänkande. Därför, menar Bohr, är alla frågor om hur tillvaron egentligen är beskaffad på den kvantmekaniska nivån omöjliga att besvara; de ligger utanför fysikens domäner.

Kanske var detta i kvantfysikens barndom det enda konstruktiva sättet att förhålla sig till den nya förbluffande teorin. Men idag ter det sig något föråldrat. Delvis beror det på att fysikens ambitioner har vuxit i takt med dess framgångar: fysiken betraktas idag som den grundläggande naturvetenskapen vars förklaringar i princip ska omfatta alla fenomen. Då duger det inte att dela upp tillvaron i två nivåer, en klassisk och en kvantmekanisk, med delvis motstridiga lagar. Ett annat skäl till att den tidiga synen på kvantfysiken framstår som förlegad är att kvantmekaniska fenomen har visat sig ha betydelse även på en makroskopisk nivå. Tekniska landvinningar har gjort gränsen mellan klassiskt och kvantmekaniskt – mellan mikro och makro – allt mindre skarp.

Det var dock inte alla i Bohrs samtid som anslöt sig till hans synsätt – det som senare skulle bli känt som *Köpenhamnstolkningen*. Schrödinger själv oroade sig över uppdelningen mellan klassiskt och kvantmekaniskt, och över svårigheten att förstå de kvantmekaniska tillstånden i klassiska termer. År 1935, alltså knappt tio år efter det att han formulerat sin ekvation, försökte han i en artikel klargöra de aspekter av kvantfysiken som han fann otillfredsställande (Schrödinger, 1935). Där presenterar han, i ett kort stycke, det tankeexperiment som sedan dess har upprepats och varierats otaliga gånger, både i och utanför fysiksammanhang: den så kallade *Schrödingers katt*.

Schrödinger tänker sig att man placerar en katt inne i en fullständigt isolerande låda, tillsammans med ett radioaktivt preparat som med 50 procents sannolikhet kommer att sönderfalla under, säg, den närmaste timmen. I lådan finns även en detektor som kan registrera det eventuella sönderfallet samt en avlivningsmekanism. Om detektorn registrerar att ett sönderfall har ägt rum utlöses mekanismen: Schrödinger föreställer sig en hammare som lösgörs, faller ner och splittrar en behållare med gift. Efter en timme kommer katten att med 50 procents sannolikhet att vara död.

Detta, närmare bestämt, är det klassiska sättet att beskriva resultatet av experimentet: efter en timme i lådan är katten antingen död eller levande, med lika stor sannolikhet. Men kvantfysiken säger i själva verket någonting annat. Det råder ingen tvekan om att det radioaktiva preparatet inne i lådan, och dess sönderfall, måste beskrivas som en kvantmekanisk process. Det innebär att vi är förbjudna att påstå att sönderfallet har ägt rum eller inte – så länge vi inte utför en mätning för att ta reda på hur det ligger till. Kvantfysiken föreskriver i stället att den sönderfallande atomkärnan hamnar i ett superpositionstillstånd av att ha sönderfallit och att inte ha gjort det. Det hela är analogt med fotonen i interferens-uppställningen tidigare i kapitlet: vi kan inte påstå att fotonen väljer den ena eller den andra vägen, så länge vi inte fastställer detta genom en mätning. I stället hamnar fotonen i en superposition av båda vägarna, en superposition som tar sig uttryck genom att fotonen uppvisar interferens där de två vägarna möts.

Men, invänder någon, en mätning utförs faktiskt inuti lådan för att fastställa ett eventuellt sönderfall: först registreras sönderfallet i en detektor, och sedan dör katten. Vad kan utgöra en tydligare mätprocess än detta? Ja, men enligt kvantfysiken bör vi också, i alla fall i princip, kunna betrakta allt det som är inneslutet i lådan som ett kvantmekaniskt system: hammare, giftbehållare, katt – allt beskrivs enligt kvantfysiken av en jättelik vågfunktion som utvecklar sig i enlighet med Schrödinger-ekvationen, d.v.s. **S**-processen. Så måste det vara så länge lådans innehåll kan betraktas som isolerat från omgivningen, alltså fram till dess att någon öppnar lådan och ser efter om katten fortfarande lever. Det är först då som det kvantmekaniska systemet i sin helhet utsätts för en mätning, och som **M**-processen tar vid.

Så vad är det som försiggår inne i lådan enligt S-processen fram till dess att den öppnas? Jo, de två möjliga tillstånden hos atomkärnan efter att en timme förflutit – sönderfallen atomkärna respektive inte sönderfallen atomkärna – kommer att ha utvecklats till varsitt tillstånd hos katten – död katt respektive fortfarande levande katt. Superpositionen av atomkärnans båda tillstånd kommer att bestå under tidsutvecklingen: atomkärnans superpositionstillstånd mellan sönderfallen och icke-sönderfallen kommer att utvecklas till ett motsvarande superpositionstillstånd hos katten. Enligt kvantfysiken hamnar katten i ett tillstånd som varken innebär att den är död eller levande, utan en kombination av de båda.

Detta makroskopiska superpositionstillstånd av en död och levande katt hävs inte förrän vi utför en mätning på systemet, d.v.s. förrän vi öppnar lådan och ser efter om katten fortfarande lever. Då först kollapsar tillståndet, och med 50 procents sannolikhet hittar vi en levande katt, och med 50 procents sannolikhet hittar vi en död katt.

Det problem som Schrödinger belyser är att kvantfysiken inte klart anger någon gräns mellan kvantvärld och klassisk värld. Ändå är denna uppdelning kritisk för teorins sätt att beskriva verkligheten, dvs. för frågan om när M-processen tar vid. Vi kan föra Schrödingers tankelek ett steg längre. I stället för att själva öppna lådan och fastställa kattens tillstånd, låter vi en laboratorieassistent sköta den saken. Hon väntar inne i det väl tillslutna rum där lådan med katten är placerad, och efter att en timme har förflutit lyfter hon på lådans lock. Hon noterar kattens tillstånd, och desarmerar avlivningsmekanismen. För oss utanför rummet borde rummet som helhet – inklusive både kattlåda och laboratorieassistent – i princip kunna betraktas som ett isolerat system, ett för vilket S-processen är tillämplig. Enligt kvantfysiken borde då även laboratorieassistenten försättas i ett kvantmekaniskt tillstånd i det ögonblick hon öppnar lådan. Superpositionstillståndet av död och levande katt kommer då att övergå i ett superpositionstillstånd av [död katt och laboratorieassistent som noterar att katten är död] samt [levande katt och laboratorieassistent som noterar att katten är levande]. Detta superpositionstillstånd kollapsar först när vår assistent meddelar oss resultatet av experimentet. Då först antar världen ett entydigt tillstånd, ett där sönderfallet antingen ägde rum eller inte gjorde det. Men varför det egentligen? Varför stanna där? Är det inte så att även vi *själva* måste hamna i ett superpositionstillstånd, ett där ena delen innebär att assistenten meddelar oss att katten avled, och där andra delen innebär att assistenten meddelar oss att katten fortfarande lever? Om kvantfysiken verkligen tas på allvar leder den till en bisarr verklighetsbeskrivning.

Låt oss återgå till katten, och till dess tillstånd av att vara död och levande på samma gång. Även om resonemanget är riktigt – och att katten verkligen hamnar i detta besynnerliga tillstånd – finns många skäl till varför det ändå inte skulle ha några observerbara konsekvenser. För det första: Sättet att observera ett superpositionstillstånd är ofta att åstadkomma någon form av interferens. Tänk till exempel på fotonen tidigare i kapitlet, som befinner sig i ett superpositionstillstånd av färd längs två olika vägar. För att fastställa detta tillstånd låter vi fotonens båda delar interferera med varandra. Detta förutsätter dock att fotonen har en våglängd som inte är alltför kort. Katten däremot, i egenskap av makroskopiskt objekt, motsvarar en extremt kort de Broglie-våglängd, så det är svårt att se hur ett interferensexperiment skulle kunna genomföras.

För det andra: Även om vi har vidtagit alla tänkbara åtgärder för att verkligen isolera lådans innandöme så kommer vi aldrig helt lyckas med detta. Exempelvis blir det svårt att skärma av gravitationen från objekt utanför lådan. Om experimentet utförs på jordytan, i jordens gravitationsfält, kommer de två delarna i kattens superpositionstillstånd – död katt respektive levande katt – att motsvara olika energier. Det innebär i sin tur att de kommer motsvara olika frekvens (enligt de Broglies formler). Därmed kommer de två superponerade delarna att hamna ur fas med varandra. Om vi inte har koll på den relativa fasen mellan de båda delarna kan vi heller inte

fastställa superpositionen mellan dem.

För det tredje: Svårigheten att verkligen isolera katten från omgivningen innebär inte enbart att kattens tillstånd påverkas av miljön utanför lådan, utan även att miljön utanför lådan påverkas av kattens tillstånd. En av luftmolekylerna inuti lådan kanske råkar läcka ut. Även om vi antar att detta i sig inte inducerar någon kollaps av kattens tillstånd, så kommer det i alla fall att innebära att dess superpositionstillstånd blir kopplad till omgivningen. Kvanttillståndet inuti lådan blir, som man säger, *snärjt* med tillståndet utanför lådan. Det gör att en mätning enbart på lådans innandöme aldrig ens i princip kan avslöja några kvantegenskaper.

Sammantaget kan man konstatera att det hos makroskopiska kvanttillstånd, såsom katten i lådan, efter en extremt kort tid blir omöjligt att fastställa ett eventuellt superpositionstillstånd eller några kvantegenskaper överhuvudtaget. De processer som ligger bakom detta faktum, och som jag bara antytt ovan, benämns *dekoherens*. Den centrala lärdomen är följande. För att man ska kunna fastställa kvantmekaniska egenskaper hos ett system måste det vara väl isolerat från omgivningen. Detta är alltid svårt att åstadkomma, och det blir mycket snabbt svårare ju större system man har att göra med.

Schrödingers katt utgör en livfull illustration av den problematiska gränsdragningen mellan det klassiska och det kvantmekaniska, mellan mätutrustning och kvantsystem – den illustrerar det man brukar kalla kvantfysikens *mätproblem*. Samtidigt medger den olycksaliga katten ett sätt att beskriva de möjligheter som står till buds för att hantera detta problem. Kattens öde varierar nämligen beroende på hur man väljer att *tolka* kvantfysiken.

Kvanttolkningar

Den kanske mest drastiska lösningen av mätproblemet är att betrakta hela kvantfysiken som en skenbar teori. Varken **M**-processen eller **S**-processen representerar då några verkliga skeenden. Kvantfysiken utgör blott en ofullständig återgivning av en underliggande verklighet där alla egenskaper i själva verket är välbestämda i varje ögonblick. Kvantfysiken ger visserligen en fungerande beskrivning av verkligheten, men i grunden styrs den av för oss "dolda variabler". Specifika modeller av detta slag kallas just *dolda variabelteorier*. Den sönderfallande atomen i Schrödingers kattlåda befinner sig aldrig i något superpositionstillstånd: antingen sönderfaller den eller så gör den det inte. Därmed hamnar heller inte katten i någon superposition, och problemet upplöses.

Den mest utarbetade dolda variabelteorin är Bohms pilotvågsteori (Bohm, 1952). Teorier av detta slag möter dock stora svårigheter. Ett problem som vi redan diskuterat är att interferensfenomen förutsätter en vågbeskrivning, och därmed en inneboende osäkerhet i de egenskaper som normalt förknippas med partiklar (t.ex. läge och rörelsemängd). Att förklara interferens i en teori där alla partikelegenskaper i grunden är välbestämda blir med nödvändighet krystat. I nästa kapitel ska vi se att tolkningar av detta slag dessutom måste innefatta flagranta former av avståndsväxelverkan, på sätt som gör det omöjligt att förena dem med relativitetsteori.

En något mindre drastisk utväg – men en som ändå innebär att kvantfysiken modifieras eller utvidgas – är att se kollapsen, dvs. **M**-processen, som något påtagligt, något som verkligen sker. Den som betraktar **M**-processen som en fysikalisk process måste dock ange något slags kriterium för när den inträffar. En möjlighet som har framförts är att vågfunktionen för varje enskild partikel alltid har en viss mycket liten sannolikhet att kollapsa till ett väl lokaliserat tillstånd (Ghirardi et al, 1986). Denna sannolikhet är så låg att den i praktiken är omätbar för små system. För makroskopiska objekt däremot, som exempelvis katter, blir sannolikheten att kvanttillståndet ska gå förlorat för åtminstone en partikel mycket nära ett. När detta sker dras resten av de partiklar som

utgör systemet med i kollapsen. Därmed behöver man inte oroa sig för katter som är både levande och döda.

Ett annat tänkbart kriterium för när kollapsen inträffar har framförts av Roger Penrose (1989). Han menar att kollapsen är gravitationellt inducerad: att när skillnaden i gravitation mellan de superponerade delarna blir för stor, så kommer systemet kollapsa till en av dem. Även detta omöjliggör makroskopiska superpositionstillstånd.

En ännu mer spekulativ idé framfördes av Wigner på 60-talet (Wigner, 1967): Kollapsen äger rum när ett system observeras av en *medveten* varelse; det är medvetandet som inducerar kollapsen. Huruvida katten är superponerad eller ej bestäms då av dess medvetandegrad. Denna lösning kan verka tilltalande på så sätt att den förklarar hur det kommer sig att vi själva aldrig upplever oss som superpositions-tillstånd (t.ex. mellan att observera en död katt och att observera en levande katt). Men en medvetande-inducerad kollaps innebär på sätt och vis att problemet sopas under mattan: mätproblemet bakas bara samman med ett annat outgrundligt problem, det om hur medvetandet uppkommer och fungerar. Idén verkar också förutsätta att medvetande är en skarp egenskap, något man som organism antingen har eller inte har. Ur ett evolutionsperspektiv verkar det rimligare att anta att medvetandet är en egenskap som har uppstått gradvis. Dessutom framstår det som märkligt att kvantfysikens processer skulle bero på uppkomsten av medvetet liv i universum.

Inga av de synsätt som hittills har diskuterats är särskilt populära bland fysiker. Skälet är att de alla, på ett eller annat sätt, innebär en modifiering av kvantfysiken – en utvidgning som på något sätt gör teorin mer komplicerad. Det verkar inte finnas några direkta observationella behov av en sådan utvidgning: ännu finns inga experiment som tyder på att kvantfysiken i sin nuvarande form är fel.

De flesta fysiker anser nog – mer eller mindre väl genomtänkt – att det inte är nödvändigt att modifiera kvantfysiken för att lösa mätproblemet eller för att förstå Schrödingers katt. Vanligt är att betrakta **S**-processen som den enda verkliga kvantmekaniska processen, och att uppfatta **M**-processen mer som en schimär. Kollapsen sker egentligen aldrig.

Låt oss dra detta synsätt till sin spets: Vad händer i så fall med katten? Den hamnar verkligen i ett superpositionstillstånd, och den som observerar katten likaså. Hela universum måste i själva verket beskrivas som en jättelik vågfunktion, som utvecklas deterministiskt i enlighet med Schrödingerekvationen. Alla möjliga händelseutvecklingar (dvs. de som är förenliga med **S**-processen) ryms inom denna allomfattande vågfunktion. Idén formaliserades av Everett (1957), och har fått det något missvisande namnet många-världartolkningen, med implikationen att det finns en realiserad värld för varje möjlighet, och att alla dessa världar i någon mening existerar parallellt med varandra. Ett mer rättvisande namn kanske vore “en-vågfunktion-tolkningen”, eftersom vad det handlar om är inte en mängd separata världar, utan en enda vågfunktion för hela universum. Förutom de våldsamt ointutiva implikationerna av denna tolkning, så möter den även formella problem. Bland annat lyckas den inte på ett tillfredsställande sätt förklara varför vi upplever tillvaron på ett klassiskt och entydigt sätt, när vi i själva verket är del i en jättelik superposition. Många-världar-tolkningen gör detta till en fråga om vårt medvetande, och på så sätt påminner den faktiskt om Wigners medvetande-kollaps-tolkning.

Inte heller många-världar-tolkningen (eller en-vågfunktion-tolkningen) är populär bland fysiker. Allra vanligast är nog att man sätter sitt hopp till dekoherensen som nämndes ovan. Dekoherensen gör det – åtminstone för alla praktiska ändamål – omöjligt för oss att verkligen observera ett makroskopiskt superpositionstillstånd. I denna mening “räddar” den oss från det praktiska problemet. Somliga låter sig nöjas med detta. Andra menar att dekoherens kan rädda oss även ut det filosofiska dilemma. Exakt hur detta ska ske måste dock fortfarande sägas vara oklart. Någon slutgiltig och allmänt vedertagen lösning på mätproblemet finns ännu inte.

Kapitel 4

Den overkliga verkligheten

Vi har sett hur en mätning på ett kvantmekaniskt system tycks innefatta ett visst mått av avstånds-växelverkan – i alla fall om man får tro kvantfysikens sätt att beskriva mätningar. En partikels position, till exempel, kan enligt teorin vara helt obestämmd innan en mätning. Men precis när positionsmätningen äger rum – partikelvågen kanske når fram till en detektorskärm – blir positionen plötsligt välbestämd: partikeln lämnar sitt avtryck på ett visst ställe på skärmen. I samma ögonblick som detta sker “vet” de andra ställena på skärmen att partikeln inte ska kunna dyka upp där också. Informationen om att detektionen har ägt rum verkar fortplanta sig omedelbart till alla delar av skärmen.

Ett annat exempel som vi mött är fotonen som delar upp sig i en halvgenomskinlig spegel. Vågfunktionens två delar far iväg mot varsina avlägset belägna detektorer. Trots att vågfunktionen är jämnt fördelad mellan de båda färdvägarna ända fram till det ögonblick då detektionen äger rum, är det alltid bara den ena detektorn som gör utslag, aldrig båda. Men hur kan den detektor som inte detekterar fotonen “veta” att detektionen har ägt rum i den andra? Det verkar som att det skulle finnas en osynlig kommunikationslänk mellan detektorerna, en som kunde förmedla information mellan dem ögonblickligen.

Det är inte förvånande att Einstein var bekymrad. En central egenskap hos hans speciella relativitetsteori är att det finns en universell maxhastighet: ljushastigheten. Denna sätter en gräns på hur snabbt information kan utbytas mellan avlägsna platser. Kvantfysikens sätt att beskriva tillvaron verkar ignorera detta.

1935 publicerar Einstein, tillsammans med Podolsky och Rosen, en artikel som försöker göra upp med kvantfysikens icke-lokala karaktär (Einstein et al, 1935). Artikeln bär den talande titeln *Can quantum-mechanical description of reality be considered complete?*. Grundfrågan som författarna ställer sig är om kvantfysiken verkligen kan utgöra den fundamentala beskrivning av verkligheten, som förespråkarna vill framställa den som. Författarna argumenterar för att kvantfysiken (i bästa fall) utgör en ofullständig beskrivning av tillvaron – att det måste finnas en underliggande teori, där egenskaper eller storheter som är obestämda enligt kvantfysiken, i själva verket är entydiga och välbestämda. I artikeln formuleras det som skulle komma att bli 1900-talets mest omskrivna och kontroversiella tankeexperiment: EPR-paradoxen, uppkallad efter artikelförfattarnas initialer.

EPR-paradoxen

Två partiklar, 1 och 2, befinner sig på stort avstånd från varandra. Efter att tidigare ha växelverkat befinner de sig nu i ett speciellt tillstånd där avståndet mellan dem, $x_1 - x_2$, är välbestämt och känt, liksom deras sammanlagda rörelsemängd, $p_1 + p_2$. Detta tillstånd är utgångspunkten för EPR:s resonemang.

Borde inte ett sådant tillstånd strida mot Heisenbergs osäkerhetsrelation? Nej, faktiskt inte. Osäkerhetsrelationen förbjuder bara samtidig vetskap om läget och rörelsemängden hos varje enskild partikel. Men *skillnaden* $x_1 - x_2$ kan vara känd på samma gång som *summan* $p_1 + p_2$. I det aktuella tillståndet är varken lägena eller rörelsemängderna för partiklarna var för sig kända. Alltså: x_1 , x_2 , p_1 och p_2 är alla okända, och enligt kvantfysiken också i grunden obestämbara – inte ens partiklarna själva “vet” var de befinner sig eller vilka deras rörelsemängder är. Men avståndet mellan partiklarna är bestämt, liksom deras sammanlagda rörelsemängd. Einstein och medförfattare bryr sig inte om att ange exakt hur detta besynnerliga tvåpartikeltillstånd skulle ha uppstått. De nöjer sig med att konstatera att deras tillstånd är fullt tillåtet enligt kvantfysiken.¹³ (Vi ska så småningom diskutera en alternativ formulering av argumentet där de praktiska omständigheterna är klarare.)

EPR föreställer sig att partikel 2 befinner sig långt bort, och att det endast är partikel 1 som vi har tillgång till och kan utföra mätningar på. Kan vi ändå få reda på någonting om partikel 2 genom att mäta på partikel 1? Ja. Säg till exempel att vi bestämmer oss för att mäta läget hos partikel 1, x_1 . Eftersom vi har antagit att avståndet mellan partiklarna, $x_1 - x_2$, är känt, så får vi i och med denna mätning även reda på var partikel 2 befinner sig. En mätning av x_1 avslöjar även x_2 .

Genom att mäta var partikel 1 befinner sig kan vi alltså få reda på var partikel 2 befinner sig, och detta utan att på något sätt växelverka med partikel 2 själv. Kan vi även få reda på p_2 , rörelsemängden hos partikel 2? Detta går naturligtvis inte om vi redan har fastställt x_1 . I så fall har vi enligt Heisenbergs relation med nödvändighet påverkat p_1 , och därmed också summan $p_1 + p_2$. I och med lägesmätningen går vi miste om informationen om sambandet mellan partiklarnas rörelsemängder, och kan därmed inte längre fastställa p_2 genom att endast mäta på partikel 1. Men säg att vi aldrig gjorde någon lägesmätning. Säg att vi i stället bestämde oss för att mäta partikel 1:s rörelsemängd. I så fall kan vi använda vetskapen om den totala rörelsemängden $p_1 + p_2$ för att fastställa rörelsemängden även hos partikel 2. I och med detta går vi dock, av motsvarande anledning, miste om möjligheten att någonsin få reda på partikel 2:s läge enbart genom att mäta på partikel 1.

När vi har preparerat tillståndet och står i begrepp att göra en mätning på partikel 1 i syfte att få reda på något om partikel 2 måste vi alltså göra ett val. Antingen mäter vi x_1 , och får då på samma gång reda på x_2 . Eller så mäter vi p_1 , varvid vi även får reda på p_2 . Genom att göra en mätning på partikel 1 kan vi alltså få reda på antingen läget eller rörelsemängden hos partikel 2, men aldrig båda. Detta kan tyckas vara helt i linje med Heisenbergs relation. Men Einstein och hans medförfattare noterar att vilken mätning vi väljer att utföra på partikel 1 knappast kan påverka egenskaperna hos partikel 2, som i princip kan befinna sig ljusår bort. Eftersom vi kan välja om vi vill ha reda på x_2 eller p_2 (beroende på om vi mäter x_1 eller p_1 hos partikel 1) måste partikel 2 vara beredd att uppfylla båda dessa potentiella resultat. Med andra ord: partikel 2 måste i själva verket ha båda dessa egenskaper – läge x_2 och rörelsemängd p_2 – välbestämda. Partikeln måste själv “känna till” värdet på dessa båda egenskaper, även om det kanske är omöjligt för oss att någonsin fastställa dessa på samma gång.

Einstein, Podolsky och Rosen drar alltså slutsatsen att Heisenbergs osäkerhetsrelation på sin höjd säger något om vad vi kan få reda på. Den uttalar sig inte om naturens verkliga egenskaper.

¹³ För en beskrivning av ett konkret sätt att realisera EPR:s korrelationstillstånd, se kapitel 3 i Aharonov och Rohrlich (2005).

Partiklarna själva vet var de befinner sig och vilka rörelsemängder de bär med sig. Kvantfysiken är således en i bästa fall ofullständig beskrivning av verkligheten. Författarna avslutar sin artikel med orden:

While we have thus shown that the wavefunction does not provide a complete description of the physical reality, we left open the question of whether such a description exists. We believe, however, that such a theory is possible.

Det bör gå att formulera en underliggande teori, fri från kvantfysikens mystiska osäkerheter och spöklika avståndsverkan.

EPR:s antaganden

Artikelförfattarnas slutsats är grandios. De gör anspråk på att kunna skilja mellan en beskrivning av den *egentliga* verkligheten (vilket de anser att kvantfysiken inte är), och en beskrivning av *vår kunskap* om verkligheten (vilket de anser att kvantfysiken i bästa fall är). Låt oss försöka reda ut exakt vilka antaganden som behövs för att EPR:s argument ska gå igenom.

Det mest uppenbara antagandet i resonemanget är *lokalitet*: ett skeende på en plats i universum kan inte omedelbart påverka ett annat skeende någon annanstans i universum. För att man ska kunna påstå att ett skeende påverkar ett annat, måste någon form av information från det första skeendet nå fram till det andra. Enligt den speciella relativitetsteorin kan ingenting färdas snabbare än ljuset, så sådana orsakssamband mellan händelser tar med nödvändighet lite tid på sig, närmare bestämt den tid det tar för ljuset att färdas mellan händelserna.

EPR förutsätter sådan lokalitet när de antar att vad vi väljer att mäta på partikel 1 inte påverkar tillståndet för partikel 2. Om man *inte* antar lokalitet faller hela argumentet. Då kan man hävda att partikel 2 ändrar sina egenskaper i det ögonblick vi utför mätningen på partikel 1, och att Heisenbergs relation tillämpad på partikel 2 därmed fortfarande handlar om partikelns verkliga egenskaper, och inte blott om vår möjlighet att nå kunskap om dessa.

Hur rimligt är antagandet om lokalitet? Jag tror att de flesta av oss, både fysiker och andra, har en intuitiv övertygelse om att tillvaron är lokal: att vad jag gör här och nu inte omedelbart kan påverka vad som sker i andra delar av universum. Men antagandet är inte bara intuitivt. Det får också kraftfullt stöd i den speciella relativitetsteorin. Faktum är att denna teori faller om information (dvs. påverkan) kan fortplantas med överljushastighet. Med tanke på det stora experimentella och teoretiska stödet för den speciella relativitetsteorin ter sig antagandet om lokalitet synnerligen berättigat.

Artikelförfattarna gör också ett annat viktigt antagande, men ett som är betydligt mer subtilt och svårgripbart än lokalitetsantagandet. De antar vad man brukar kalla *realism*. Begreppet har i detta sammanhang en mer specifik innebörd än vad man till vardags brukar lägga in i det. För att förstå dess betydelse måste vi först definiera ett annat begrepp, nämligen *realitets-element*.¹⁴

Säg att vi har ett fysikaliskt system som innefattar någon fysikalisk storhet. Det kan vara hastigheten hos en boll, laddningen hos en partikel eller en pinnes längd. Säg att vi under vissa omständigheter med säkerhet kan förutsäga värdet hos denna storhet. Innan vi har mätt hastigheten hos bollen så kan vi räkna ut vad denna måste vara. Vi vet vilken laddning som vår mätutrustning kommer registrera för partikeln. Vi känner till vilken längd som pinnen kommer visa sig ha (kanske av det triviala skälet att vi har mätt upp längden tidigare). Under sådana omständigheter säger vi att

¹⁴ Definitionen som följer är väsentligen densamma som den som EPR gör (Einstein et al, 1935). Det engelska begreppet är "element of reality".

den aktuella storheten utgör ett *realitets-element*. Kortare uttryckt: ett realitets-element är en storhet vars värde vi kan förutsäga.

Nu till definitionen av realism. En teori sägs vara *realistisk* om realitets-elementen enligt teorin existerar oberoende av våra observationer. Det vill säga: om realitets-elementen existerar oavsett om vi verkligen observerar dem eller inte.

Till vardags är vi alla realister. Vi antar att objekten i vår omgivning faktiskt existerar, och dessutom besitter en mängd egenskaper, även när vi inte direkt observerar dem. Denna uppfattning om världen – som inom psykologin ibland kallas för *objektskonstans* – är något vi tillägnar oss i mycket späd ålder, exempelvis i samband med titt-ut lekar. Att det är på detta sätt upplevs därför som helt självklart, och knappast som något det finns anledning att ifrågasätta.

Realism är ett centralt antagande i EPR:s tankeexperiment. Själva frågeställningen – huruvida kvantfysiken uttalar sig om den verkliga världen eller bara om vår kunskap om den – förutsätter förstås ett realistiskt synsätt: för att ens erkänna frågan måste man vara benägen att tro att det finns en verklighet bortom vår kunskap. EPR underförstår också att det är meningsfullt att tala om både läget och rörelsemängden för partikel 2, trots att det på sin höjd är en av dessa som vi skulle kunna fastställa vid en senare mätning. De antar att läge och rörelsemängd är egenskaper som existerar oberoende av våra observationer.

De antaganden som oftast nämns när man diskuterar EPR:s argument är dessa två: lokalitet och realism. Men författarna gör faktiskt ytterligare ett antagande: de förutsätter att tillståndet hos var och en av de båda partiklarna 1 och 2, efter att de har skilts från varandra men innan vi har gjort någon mätning på partikel 1, inte beror på vilken mätning vi *kommer* att göra. Säg att det faktum att vi kommer att mäta läget för partikel 1 gör att just lägena (men inte rörelsemängderna) för båda partiklarna är välbestämda redan innan mätningen. Och på samma sätt beträffande rörelsemängden: om det är rörelsemängden hos partikel 1 som vi kommer att mäta så är rörelsemängderna (men inte lägena) för båda partiklarna välbestämda redan när de skiljs åt. I så fall faller naturligtvis argumentet: om partiklarnas tillstånd beror på *vad vi kommer att mäta* kan vi inte använda friheten i vad vi väljer att mäta på partikel 1 för att tvinga partikel 2 att ha välbestämda värden på både läge och rörelsemängd. Partikel 2 kommer då bara att ha ett välbestämt värde just för den egenskap som vi kommer att mäta.

EPR antar alltså att det inte kan förekomma *omvänd kausalitet*: ett tidigare tillstånd kan inte bestämmas, eller orsakas, av ett senare. Omvänd kausalitet kan betraktas som en form av icke-lokalitet.¹⁵ Därför nämns sällan frånvaron av omvänd kausalitet som ett separat antagande. Vanligen sammanfattar man EPR:s antaganden genom att helt enkelt tala om “lokala realistiska teorier”. Även jag kommer ibland att använda mig av detta något förkortade språkbruk.

Omvänd kausalitet framstår som bisarr och ytterst ointuitiv. Men är den egentligen värre än icke-realism eller icke-lokalitet? Vi låter detta vara osagt. I alla händelser kan vi konstatera att EPR:s antaganden – realism, lokalitet och frånvaro av omvänd kausalitet – samtliga är mycket rimliga. Deras innebörd speglar sådant som fysiker, liksom alla andra, vanligen tar för givet.

Slutsatsen tycks bli, att så länge vi inte är beredda att göra våld på några av våra mest grundläggande idéer om tillvaron, måste vi acceptera EPR:s slutsats: kvantfysiken är en ofullständig teori, som i bästa fall korrekt beskriver vår maximala kunskap om verkligheten, men inte

¹⁵ Lokalitet innebär att det inte kan finnas något kausalt samband mellan *rumsligt* separerade händelser (dvs. händelser sådana att färd från den ena till den andra skulle kräva överljushastighet). Frånvaro av omvänd kausalitet innebär att det kausala sambandet mellan två *tidslikt* separerade händelser (dvs. händelser sådana att det vore möjligt att färdas från den ena till den andra med underljusfart) bara kan gå åt ett håll, nämligen från den tidigare till den senare. För begreppen tidslik och rumslik, se vidare t.ex. Holst (2006), kapitel 2.

verkligheten själv.

Bara några månader efter EPR:s artikel publicerade Niels Bohr sitt svar, en artikel med exakt samma titel: *Can quantum-mechanical description of reality be considered complete?* (Bohr, 1935). Vi ska inte bry oss om att närmare gå in på hans resonemang – som är ganska oklart och svårgenomträngligt. Bohr försöker hur som helst avfärda EPR:s slutsats, och menar att kvantfysiken är det närmaste en fullständig verklighetsbeskrivning som vi någonsin kan komma. Han underkänner EPR:s realistiska anspråk, som han anser ligger bortom vad man kan förvänta sig av en fysikalisk teori.

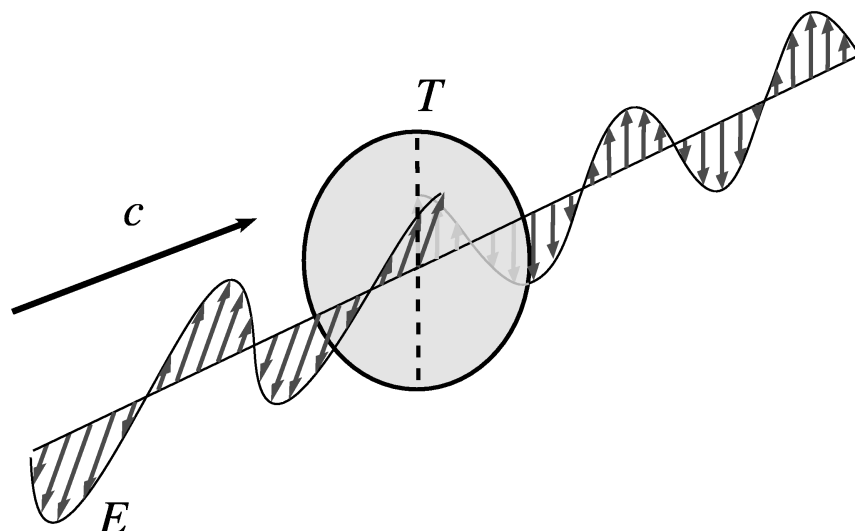
Korrelerade fotoner

Länge verkade EPR:s argument och den debatt som följde vara i första hand av filosofiskt intresse. Själva tankeexperimentet föreföll omöjligt att utföra i praktiken. Det var också oklart vad en sådan eventuell realisering skulle tillföra diskussionen. Men situationen skulle komma att förändras.

David Bohm omformulerade i början av 50-talet EPR:s tankeexperiment på ett sätt som så småningom skulle medge ett verkligt utförande (Bohm, 1951). I sin formulering utnyttjar han en kvantmekanisk egenskap hos elektroner som kallas spinn. Här ska vi diskutera en helt ekvivalent formulering som i stället handlar om fotoners *polarisation*. Vi börjar med att klargöra detta begrepp.

Polarisation hos ljus talar man om även inom klassisk fysik. Kom ihåg att ljuset utgörs av en elektromagnetisk våg: ett elektriskt och ett magnetiskt fält oscillerar i rät vinkel mot varandra och dessutom i rät vinkel mot ljusets utbredningsriktning. Men denna oscillation hos fälten kan äga rum i olika ledder. Betrakta till exempel en ljusvåg som rör sig längs ett koordinatsystems x -axel. Låt oss fokusera på vågens elektriska fält. Detta kan vara riktat åt vilket håll som helst i y - z -planet: det kan oscillera längs y -axeln eller längs z -axeln eller i någon annan riktning i detta plan. Man säger att vågen har olika *polarisation*.

Med hjälp av ett polarisationsfilter kan man sortera ut en viss polarisation. Ett sådant filter har en *transmissionsriktning* som vi kan kalla T . Polarisationsfiltret släpper igenom allt infallande ljus vars polarisationsriktning sammanfaller med T . Men ljus vars polarisation bildar rät vinkel mot T



Figur 4:1 En elektromagnetisk våg faller in mot ett polarisationsfilter (endast det elektriska fältet är utritat). Endast den komponent av det elektriska fältet som är parallell med filtrets transmissionsriktning T kommer igenom, resten absorberas i filtret.

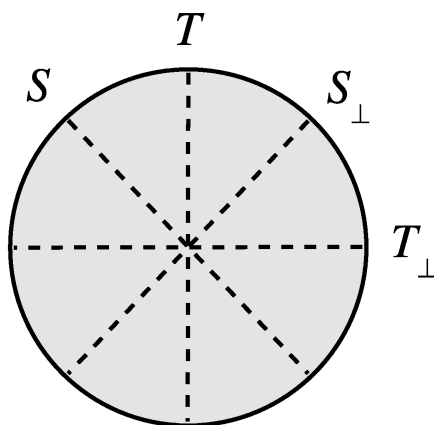
absorberas i filtret och släpps inte igenom. Vad händer om ljusets polarisationsriktning varken sammanfaller med filtrets transmissionsriktning eller är vinkelrät mot densamma? I detta fall kan vi betrakta ljuset som uppbyggt av två komponenter: en komponent längs T och en vinkelrät mot T (på samma sätt som vi kan dela upp en kraft i komponenter längs givna riktningar). Bara den komponent av ljuset som sammanfaller med riktningen T kommer igenom filtret, resten absorberas¹⁶ (figur 4:1). Så om till exempel ljusets polarisation bildar vinkeln 45° med T är det precis hälften av ljuset som kommer igenom. Ju mindre vinkeln är, desto mer släpps igenom.

Vad händer nu om en enskilda ljuspartikel – en foton – faller in mot polarisationsfiltret? Om fotonens polarisationsriktning sammanfaller med T kommer den förstås att passera filtret obehindrat, medan den, om dess polarisationsriktning är vinkelrät mot T , kommer att absorberas. Men om fotonens polarisation bildar en vinkel med T kommer den igenom bara med en viss sannolikhet.¹⁷ Om vinkeln är precis 45° är denna sannolikhet $1/2$: en sådan foton kommer igenom i precis hälften av fallen.

Kvantfysiken medger ett speciellt sätt att beskriva detta förhållande. Vi kan säga att en foton vars polarisation bildar 45° med transmissionsriktningen T utgör en superposition i lika delar av en foton vars polarisation sammanfaller med T och en vars polarisation är vinkelrät mot T . Symboliskt kan vi skriva:

$$[\text{polarisation } 45^\circ \text{ mot } T] = [\text{polarisation längs } T] + [\text{polarisation vinkelrät mot } T]$$

Att fotonen når fram till polarisationsfiltret med transmissionsriktningen T innebär att den utsätts för en mätning av polarisationen med avseende på denna riktning. Dess tillstånd kommer att kollapsa till ett av tillstånden i högerledet. Antingen har den polarisation i riktningen T och då kommer den igenom filtret. Eller så har den polarisation vinkelrät mot T , varvid den absorberas.



Figur 4:2 De olika polarisationsriktningarna som diskuteras i texten.

¹⁶ För att vara mer exakt: om det infallande ljusets polarisation bildar vinkeln α med filtrets transmissionsriktning så kommer en andel $(\cos \alpha)^2$ att passera genom filtret. Detta är lätt att förstå: $\cos \alpha$ är helt enkelt projektionen av det elektriska fältet på transmissionsriktningen, och kvadraten kommer sig av att ljusintensiteten beror kvadratisk på fältets amplitud.

¹⁷ Denna sannolikhet är $(\cos \alpha)^2$ om vinkeln mellan fotonens polarisation och filtrets transmissionsriktning är α . (Jämför föregående fotnot.)

Det är praktiskt att införa en mer kortfattad notation. T betecknar alltså transmissionsriktningen hos ett visst polarisationsfilter – ett filter som vi för tillfället tänker på som fixerat och därför lämpligen kan kalla för **T**. Låt oss beteckna den till T vinkelräta riktningen med T_{\perp} . En foton som faller in mot filtret **T** med polarisation T kommer alltså igenom, medan en som faller in med polarisation T_{\perp} absorberas. Säg nu att vi även har ett annat filter, **S**, ett vars transmissionsriktning S bildar 45° med T . Den till S vinkelräta riktningen kallar vi för S_{\perp} . De olika riktningarna framgår av figur 4:2.

Notera att en foton som har välbestämd polarisation med avseende på filtret **S** – dvs. en foton som antingen helt säkert kommer igenom **S** eller som helt säkert inte kommer igenom **S** – har en fullständigt obestämd polarisation med avseende på filtret **T**. Det omvända gäller också: en foton som har en välbestämd polarisation med avseende på filtret **T**, har en helt obestämd polarisation med avseende på filtret **S**. I denna mening kan vi påstå att **T**-polarisation och **S**-polarisation utgör ett komplementärt par av variabler – de förhåller sig till varandra på samma sätt som läget och rörelsemängden för en partikel. När den ena är bestämd är den andra obestämd.

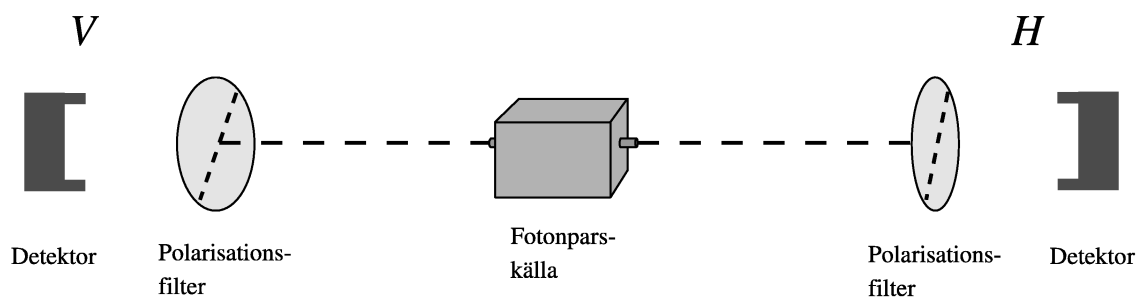
EPR:s ursprungliga tankeexperiment är baserat på det komplementära paret läge och rörelsemängd. Är det möjligt att formulera ett motsvarande argument i termer av **S**- och **T**-polarisation? Ja, det vi behöver är bara en motsvarighet till EPR:s korrelationstillstånd (det där skillnaden i läge och summan i rörelsemängd är välbestämt och känt). Kvantfysiken – och verkligheten! – medger faktiskt sådana tillstånd.

Det finns nämligen fotonkällor som ger ifrån sig par av fotoner sådana att de har motsatt polarisation, *med avseende på varje polarisationsaxel*.¹⁸ Det betyder att om man mäter polarisationen hos båda fotonerna i ett sådant par erhåller man alltid motsatt resultat så länge man mäter polarisationen i samma riktning. Om man till exempel utsätter fotonerna för varsitt **T**-filter kommer alltid den ena att passera igenom och den andra att absorberas. Och på samma sätt om man i stället låter dem falla in mot varsitt **S**-filter: det är då alltid bara en av dem som passerar igenom sitt filter. Trots att varken **T**-polarisationen eller **S**-polarisationen enligt kvantfysiken är känd för fotonerna var för sig, så finns en korrelation mellan de båda fotonernas polarisation.

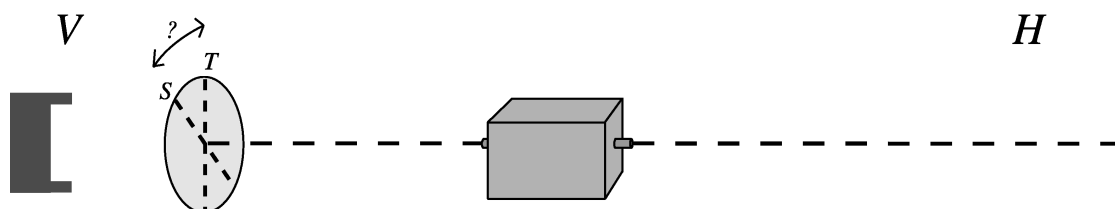
Vi kan nu formulera EPR:s argument med hjälp av sådana fotonpar. Vi föreställer oss alltså att vi har en fotonkälla som sänder ut par av fotoner. De två fotonerna i ett par sänds ut åt varsitt håll, den ena åt höger och den andra åt vänster. De har alltid motsatt polarisation. Vi kan övertyga oss om detta genom att i var och en av de båda färdvägarna placera ett polarisationsfilter följt av en fotondetektor, se figur 4:3. Vi kommer finna att när båda polarisationsfiltrena har samma orientering (så att båda mäter exempelvis **T**-polarisation) så kommer alltid bara den ena av fotonerna igenom sitt filter. Alltså: antingen gör den högra detektorn utslag, eller den vänstra, men aldrig båda samtidigt. Det är dock helt slumpmässigt vilken av fotonerna i ett par som når sin detektor.

När vi har övertygat oss om att fotonkällan verkligen skapar fotonpar där fotonerna alltid har motsatt polarisation med avseende på varje given polarisationsriktning, så tar vi bort den högra polarisatorn och detektorn: vi lämnar den högra färdvägen helt fri för passage ut i rymden (figur 4:4). Betrakta nu ett fotonpar. Den högra fotonen i paret passerar iväg långt ut rymden, utan att någon mätning utförs på den, och utan att den växelverkar med något. Det är bara den vänstra fotonen som utsätts för en polarisationsmätning. Vi kan välja vilken polarisation vi vill mäta. Säg att vi bestämmer oss för att mäta **T**-polarisation. Det finns bara två möjliga utfall: antingen kommer fotonen igenom polarisatorn och detektorn gör utslag, eller så absorberas den i polarisatorn och detektorn gör inget utslag. Vad som än blir utfallet så vet vi att *om* vi hade utfört motsvarande

¹⁸ Sådana fotonpar där de ingående fotonerna har korrelerade polarisationsegenskaper kan exempelvis skapas när en partikel annihileras av dess anti-partikel, eller när vissa exciterade atomer deexciteras.



Figur 4:3 Källan sänder ut par av fotoner, den ena åt höger och den andra åt vänster, sådana att deras polarisation är motsatt med avseende på varje given polarisationsriktning. Om polarisationsfiltrenas transmissionsriktningar är lika så är det alltid endast den ena fotonen i ett par som passerar igenom filtret och når sin detektor.



Figur 4:4 Polarisationsmätningen utförs endast på den vänstra fotonen. Vi kan bara mäta dess polarisation i en riktning, *S* eller *T*. Men vi kan välja vilken av dessa mätningar vi vill utföra. Den högra fotonen måste vara beredd att uppfylla kravet på motsatt polarisation oavsett om det är *S* eller *T* som vi mäter. Slutsatsen tycks bli att *S*-polarisation så väl som *T*-polarisation utgör realitetselement för den högra fotonen.

mätning även på den högra fotonen – den som vid det här laget befinner sig långt ut i rymden – så hade utfallet blivit det motsatta. Faktum är att denna högra foton kanske någon gång i framtiden faktiskt kommer att utsättas just för en sådan mätning: den kanske når fram till någon främmande civilisation i en avlägsen galax, där invånarna just då bestämmer sig för att rikta sin *T*-polarisator och foton-detektor ut mot den mörka rymden. Om vår vänstra foton passerade igenom sitt filter vet vi att den högra fotonen då med säkerhet kommer att absorberas i sitt polarisationsfilter; om vår foton absorberades och inte kom igenom filtret till detektorn vet vi å andra sidan att den avlägsna civilisationen kommer att notera ett klick i sin detektor.

Eftersom vi kan förutsäga vad som kommer att hända med den högra fotonen om någon någon gång utsätter den för en mätning av *T*-polarisation måste vi, med EPR:s språkbruk, säga att denna fotonens *T*-polarisation utgör ett realitetselement. Men säg nu att vi faktiskt inte mätte *T*-polarisationen. Säg att vi i sista stund, innan vår vänstra foton nådde fram till sin polarisator, men när den högra fotonen redan var långt bort, ändrade oss. Säg att vi då vred vår polarisator 45° så att den kom att mäta *S*-polarisation i stället. I så fall är det *S*-polarisation som vi får reda på, både för vår egen foton och den andra fotonen. Vi kommer då inte kunna förutsäga vad som blir utfallet om den högra fotonen i en framtid skulle träffa på ett *T*-filter, men väl vad som skulle hända om den träffade på ett *S*-filter. I detta fall måste vi säga att det är den högra fotonens *S*-polarisation som utgör ett realitetselement.

Vi antar alltså att vi bestämmer vilken polarisationsegenskap det är vi vill mäta på den vänstra fotonen – **T**-polarisation eller **S**-polarisation – först när den högra fotonen befinner sig långt ut i rummet. I så fall kan vårt val knappast påverka denna fotonens verkliga tillstånd. Den måste “vara beredd” att uppfylla kravet på motsatt polarisation, vare sig det gäller **S** eller **T**. Både dess **S**-polarisation och dess **T**-polarisation måste vara välbestämda på samma gång.

Men detta strider mot kvantfysiken: enligt denna är **S**-polarisationen helt obestämd om **T**-polarisationen är bestämd, och omvänt. Slutsatsen blir att kvantfysiken på sin höjd uttalar sig om vad vi kan förutsäga, inte om hur verkligheten egentligen är beskaffad. Vi har åter nått fram till EPR:s slutsats; resonemanget med polarisationsriktning är helt analogt med deras ursprungliga formulering i termer av läge och rörelsemängd.

Ett verklighetens kriterium

Argumentet tycks alltså visa att kvantfysiken är ofullständig som teori. Egenskaper som kvantfysiken behandlar som obestämda, måste i själva verket vara bestämda, även om vi kanske inte kan fastställa dem. Det förefaller då som att det borde finnas en annan bättre teori, en som ger upphov till precis samma förutsägelser som kvantfysiken, men som inte lider av denna ofullständighet i beskrivningen. Kanske finns en lokal och realistisk teori som beskriver samma utfall som kvantteorin?

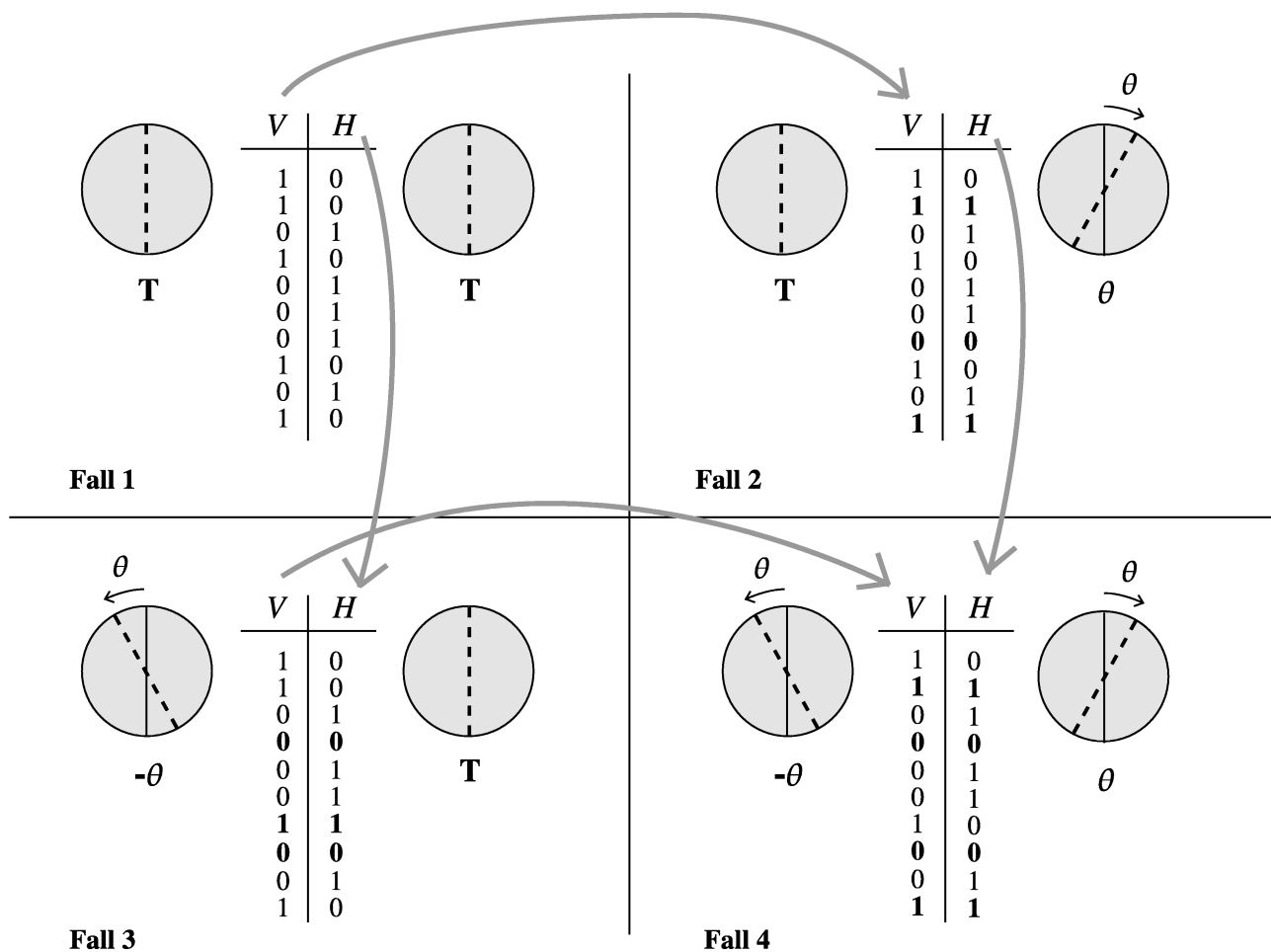
Drygt tio år efter Bohms omformulering av EPR paradoxen visade John Bell att så inte är fallet (Bell, 1964). Han visade att det inte kan finnas *någon* teori som uppfyller EPR:s antaganden om lokalitet och realism, och som samtidigt levererar kvantfysikens alla förutsägelser. Med andra ord: om kvantfysikens förutsägelser är korrekta, så måste åtminstone ett av EPR:s antaganden vara felaktigt. Bell visade detta märkliga resultat genom att härleda en gräns för hur stora korrelationerna kan vara mellan avlägsna mätresultat i en värld där lokalitet och realism gäller. Kvantfysikens förutsägelser bryter mot denna gräns. Man har senare lyckats härleda fler gränser av denna typ, som alla går under samlingsnamnet “Bell-olikheter”. Här ska vi ta fram en av dessa: Herberts olikhet (Herbert, 1974). Vi gör det med hjälp av – förstås – ett tankeexperiment.

Betrakta åter fotonkällan som sänder ut par av fotoner med motsatt polarisation. Vi sätter tillbaka filtret och detektorn på den högra sidan, så att polarisationen åter mäts hos båda fotonerna. Denna gång ska vi dock bortse från vad kvantfysiken säger om mätresultaten. I stället ska vi anta att tillvaron är lokal och realistisk. Vi antar alltså att EPR har rätt: fotonernas respektive polarisation är välbestämd med avseende på alla polarisationsriktningar redan när de lämnar källan. Vad vi väljer att mäta vid den vänstra detektorn påverkar inte resultatet vid den högra, och omvänt. Kan vi enbart med utgångspunkt i detta antagande säga något om resultatet av polarisationsmätningarna? Ja, faktiskt.

Låt oss till att börja med anta att det är samma polarisationsegenskap som mäts till höger och till vänster. Säg att det är **T**-polarisation: båda filtrena är alltså inställda med sin transmissionsaxel i riktning *T*. Eftersom fotonerna i varje par har motsatt polarisation, kommer det alltid att vara precis en av detektorerna som gör utslag: antingen den till höger eller den till vänster, men aldrig båda två. Vid den vänstra detektorn står observatör *V* och för protokoll över vilka fotoner som passerar igenom den vänstra polarisatorn. För varje foton som kommer igenom noterar hon en etta, och för varje foton som inte kommer igenom noterar hon en nolla. (Vi kan föreställa oss att fotonkällan sänder ut fotonparen med en viss frekvens, till exempel ett par i sekunden. Varje sekund som detektorn ger ifrån sig ett klick, skriver *V* ner en etta i sitt protokoll, och varje sekund som detektorn inte gör utslag antecknar hon en nolla.) Vid den högra detektorn står observatören *H* och för ett motsvarande protokoll över vilka fotoner som passerar igenom det högra filtret. Högst upp till vänster i figur 4:5 visas deras båda protokoll intill varandra för de första tio fotonparen. Följden av

ettor och nollor ter sig slumpmässig för respektive observatör. Men de båda sekvenserna är starkt korrelerade. Eller bättre uttryckt: de är *anti-korrelerade*. När den ena observatören har bokfört en etta har den andra bokfört en nolla.

Vi antar att denna perfekta anti-korrelation i resultaten blir densamma oavsett hur filtrenas transmissionsaxel är riktad så länge båda filtrenas axlar är riktade åt *samma* håll, dvs. så länge V och H mäter samma polarisation. Men vad händer med resultatet om H vrider sitt filter en viss vinkel θ åt något håll, säg medurs? V mäter fortfarande T-polarisation, men H mäter nu polarisationen i en annan riktning – låt oss kalla motsvarande polarisationsegenskap för θ -polarisation. Anti-korrelationen mellan V :s och H :s respektive mätserier bör då inte längre bli perfekt. Om vinkeln θ inte är alltför stor blir dock resultaten oftast motsatta även nu. Men ibland noterar båda en nolla och ibland noterar båda en etta.



Figur 4:5 Fyra olika polarisationsmätningar utförs på *samma* 10 fotonpar. Eftersom vi antar att båda fotonerna har sina polarisationsegenskaper oavsett vad vi mäter på den ena eller andra fotonen (realism och lokalitet) kan vi föra över mätresultaten i de fall där en foton utsätts för samma polarisationfilter (enligt de grå pilarna). I fall 2 och 3 blir antalet lika utfall tre. I fall 4 blir antalet lika utfall fyra – nämligen de fall där utfallen är lika i fall 2 eller i fall 3 men inte i båda. Resonemanget visar att andelen lika utfall maximalt kan fördubblas, när vinkeln mellan filtrenas polarisationsriktningar fördubblas.

Låt oss göra det hela mer konkret. Eftersom vi nu antar realism – att fotonerna faktiskt har sina respektive polarisationsegenskaper innan vi mäter upp dem, och oberoende av vilken egenskap vi mäter upp – så kan vi föreställa oss att det i själva verket var den *här* mätningen (den där V fortfarande mäter **T**-polarisation men där H mäter θ -polarisation) som utfördes på de tio fotonparen ovan. Ett tänkbart utfall visas uppe till höger i figur 4:5. Notera att V erhåller samma mätserie som tidigare (eftersom vi antar att det handlar om samma fotonpar) medan H :s mätresultat i några fall blir annorlunda, närmare bestämt i tre fall. I dessa tre fall erhålls samma resultat till höger och till vänster, antingen två nollor eller två ettor.

Men säg att det i själva verket var en annan mätning som utfördes på de tio fotonparen. Säg att det i stället var V som vred sitt filter, och att hon vred det en vinkel θ *moturs*, dvs. åt andra hållet jämfört med hur H vred sitt i fallet ovan. Säg att H däremot lämnade sitt filter orört i **T**-positionen. V mäter alltså $-\theta$ -polarisation, medan H mäter **T**-polarisation. Vad skulle utfallet kunna vara i detta fall? En möjlig mätserie visas nere till vänster i figur 4:5. Notera att H :s serie av ettor och nollor sammanfaller med den i det första fallet. Vi antar ju att det är samma tio fotonpar som i stället utsätts för en annan mätsituation, och eftersom H mäter **T**-polarisation i båda fallen måste hans mätserie bli densamma. V :s mätserie skiljer sig dock i några fall från de **T**-polarisationsresultat som vi föreställde oss tidigare. I exemplet gäller detta tre av fallen, samma antal som i föregående situation. Att antalet är detsamma är rimligt, eftersom avvikelserna från den perfekta anti-korrelationen endast bör bero på den relativa vinkeln mellan V :s och H :s polarisationsmätningar. Denna vinkel är θ i båda fallen, även om H vred sin polarisator medurs i det andra fallet, medan V vred sin *moturs* i det tredje.

Men vi ändrar oss ännu en gång. Ingen av de mätningar på de tio fotonparen som beskrivits ovan var de som verkligen utfördes. I själva verket mätte V $-\theta$ -polarisation på samma gång som H mätte θ -polarisation. Detta var vad som verkligen skedde. Resultatet får vi om vi sammanför V :s resultat i fall 3 (då hon ju mätte $-\theta$ -polarisation) och H :s resultat i fall 2 (då han ju mätte θ -polarisation) – se tabellen nere till höger i figur 4:5.

Den relativa vinkeln mellan V :s och H :s polarisationsfilter är nu 2θ . Notera att avvikelserna från den perfekta antikorrelationen äger rum i fyra av fallen. Varför fyra? I både fall 2 och i fall 3 – då den relativa vinkeln mellan polarisationsmätningarna var θ – blev det samma resultat till höger och till vänster för tre av fotonparen. Borde inte fall 4, som ju är en kombination av dessa båda fall, då ge samma resultat för dubbelt så många av fotonparen, alltså sex? Nej, inte nödvändigtvis. Så hade det visserligen blivit om de par som gav lika utfall i fall 2 utgjordes av helt andra par än de som gav lika utfall i fall 3. Då hade antalet lika utfall i fall 4 blivit just sex. Men om vi betraktar exemplet ser vi att ett av fotonparen – närmare bestämt det sjunde – gav lika utfall både i fall 2 och i fall 3. När sedan H :s resultat i fall 2 kombineras med V :s resultat i fall 3 så tar dessa två lika utfall ut sig mot varandra: resultatet blir åter att detta par ger motsatta utfall i fall 4. Därför blir det bara fyra av fotonparen som i fall 4 ger samma utfall. Annorlunda uttryckt: antalet par som ger samma utfall i fall 4 (då den relativa vinkeln är 2θ) är antalet par som hade gett samma utfall i fall 2 (med relativ vinkel θ) plus antalet par som hade gett samma utfall i fall 3 (med relativ vinkel θ) minus två gånger antalet par som hade gett samma utfall både i fall 2 och i fall 3.

Mer allmänt kan vi konstatera att när den relativa vinkeln mellan H och V fördubblas, så kan antalet par som ger samma utfall *maximalt* fördubblas. Vi kan uttrycka detta smidigare på matematisk form om vi inför funktionen $a(\theta)$ för att beteckna *andelen lika utfall* när vinkeln mellan polarisatorerna är θ . Om filtrena mäter polarisation längs samma riktning ($\theta = 0$) blir utfallet alltid olika, så $a(0) = 0$. I fall 2 och 3 ovan har vi $a(\theta) = 0,3$. I fall 4 är $a(2\theta) = 0,4$. Vad resonemanget ovan visar är det allmänna resultatet att

$$a(2\theta) \leq 2a(\theta)$$

Men kom ihåg förutsättningen: lokalitet och realism. Vi har antagit att det är meningsfullt att tala om fotonernas polarisationsegenskaper oavsett om vi mäter upp dessa eller inte (realism). Annars hade vi inte kunnat föreställa oss att de fyra olika mätsituationerna utfördes på samma tio fotonpar. Vi har också antagit att hur V ställer in sitt polarisationsfilter inte påverkar resultatet vid H :s detektor, och omvänt (lokalitet). Annars hade vi inte kunnat överföra resultat från en mätsituation till en annan. Men med dessa högst rimliga antaganden så kan vi dra slutsatsen att korrelationen mellan H :s och V :s resultat måste uppfylla sambandet ovan. Detta är Herberts olikhet.

Verklighetens dom över EPR:s argument

Kvantfysiken föreskriver hur graden av korrelation (eller-anti-korrelation) mellan de två polarisationsresultaten beror på vinkeln mellan filtrenas transmissionsriktningar. Men andra ord: kvantfysiken föreskriver en viss funktion $a(\theta)$.¹⁹ Denna funktion bryter mot Herberts olikhet, liksom mot alla andra varianter av Bell-olikheter, härledda från liknande antaganden. Kvantfysiken bryter mot Herberts olikhet, och därmed mot antagandena om lokalitet och realism.

Det är inte förvånande att kvantfysikens *sätt att beskriva* tillvaron bryter mot lokalitet och realism. Det visste vi redan. Men det är överraskande att man med utgångspunkt enbart i dessa antaganden kan härleda en olikhet som strider mot kvantfysikens *förutsägelser*. Det betyder att antagandena är testbara. Huruvida världen är realistisk och lokal är inte enbart en fråga om metafysik och filosofi – det är en testbar utsaga!

Sedan början av 1980-talet har det varit möjligt att testa olika varianter av Bell-olikheter experimentellt (se t.ex. Aspect et al (1982)). Sådana test har blivit allt enklare att utföra sedan dess, i takt med att detektorer och annan optisk utrustning har utvecklats. Idag hör sådana experiment till vardagen inom den experimentella kvantmekaniken. Resultaten? Det råder nu mer ingen tvekan: inte bara kvantfysiken utan även verkligheten bryter mot Bell-olikheterna. Det betyder att minst ett av EPR:s antaganden måste vara felaktigt. Antingen är tillvaron i grunden icke-lokal: vad jag gör här och nu kan omedelbart ha inverkan på avlägsna skeenden. Eller så är världen icke-realistisk: objekt och deras egenskaper existerar inte oberoende av våra mätningar; det är observationen som skapar världen. Eller så förekommer omvänd kausalitet: det som inträffar nu bestäms av universums tillstånd senare.

Det råder idag ingen enighet bland fysiker om vilket av dessa betraktelsesätt som är, så att säga, minst stötande. En sak är dock värd att påpeka beträffande möjligheten att välja ett icke-lokalt förhållningssätt. Den eventuella avståndsverkan som vi här talar om är mycket subtil – den kan exempelvis inte användas för att *skicka information* från en plats till en annan under godtyckligt kort tid. För att se detta, tänk åter på de två observatörerna V och H vid sina respektive polarisatorer. Vi kan föreställa oss att de befinner sig mycket långt från varandra. I någon mening innebär kvantfysikens (och verklighetens) brott mot Herberts olikhet att V :s beslut att mäta en viss polarisation vid sin polarisator faktiskt påverkar utfallet vid H :s detektor. Men inte på ett sådant sätt att V kan påverka sannolikheten för att H :s foton verkligen kommer igenom H :s polarisator: vad V än gör vid sin mätstation, så är sannolikheten att H :s foton passerar igenom alltid 0,5. Faktum är att vad H och V än väljer att mäta för polarisationsriktningar, så kommer deras respektive resultatlistor bara utgöras av en slumpmässig följd av ettor och nollor. Ingen av dessa separata listor kan innehålla någon som helst information. Det är först när H och V senare träffas och jämför sina respektive mätresultat som de upptäcker korrelationer i utfallen; det är först då som de finner att

¹⁹ Enligt kvantfysiken är $a(\theta) = \sin^2 \theta$. Om man sätter in detta i Herberts olikhet får man $\sin^2 2\theta \leq 2\sin^2 \theta$. Det är lätt att kontrollera att denna olikhet är bruten för alla vinklar θ i intervallet 0 till 45 grader.

Herberts olikhet är bruten, och först då som de anar någon form av avståndsverkan.

Det faktum att dessa kvantmekaniska korrelationer inte kan användas för att skicka information, gör att det inte föreligger någon *akut* konflikt med den speciella relativitetsteorin. Konflikten är mer på det konceptuella planet. Men denna konflikt kanske ändå pekar på att man i sin tolkning av kvantfysiken bör undvika det icke-lokala förhållningssättet, och i stället anta ett synsätt som är icke-realistiskt eller som innefattar omvänd kausalitet.

Vissa tankeexperiment visar sig med tiden spela en annan roll än den som upphovsmannen hade tänkt sig – Newtons roterande hink är ett äldre exempel. EPR-paradoxen sällar sig till denna kategori. EPR själva konstruerade sin paradox i syfte att angripa kvantfysiken. Men med tiden har tankeexperimentet i stället kommit att underminera deras egna antaganden, och inte minst fysikens anspråk på realism. EPR-paradoxen och dess experimentella realisering har blivit en murbräcka in i kvantfilosofin: den har lett till en förnyad diskussion om fysikens förutsättningar och dess förhållande till en egentlig verklighet.

Litteraturreferenser

Aharonov, Y., Rohrlich, D. (2005) *Quantum paradoxes* (Wiley VCH)

Aspect, A., Dalibard, J., Roger, G. (1982) "Experimental tests of Bell's inequalitys using time-varying analyzers" *Physical Reviews Letters* **49**, 1804

Bell, J. S. (1964) "On the Einstein Podolsky Rosen paradox" *Physics* **1**, 195. Återpublicerad i Wheeler, J. A., Zurek, W. H. *Quantum theory and measurement* (Princeton University Press, 1983)

Bohm, D. (1951) "The paradox of Einstein, Rosen and Podolsky" i Wheeler, J. A., Zurek, W. H. *Quantum theory and measurement* (Princeton University Press, 1983)

Bohm (1952) "A suggested interpretation of the quantum theory in terms of 'hidden' variables, I and II" *Physical Review* **85**, 166

Bohr, N. (1928) "The quantum postulate and the recent development of atomic theory" *Nature* **121**, 580

Bohr, N. (1935) "Can quantum-mechanical description of reality be considered complete?" *Physical Review* **48**, 696

Bohr, N. (1949) "Discussion with Einstein on epistemological problems in atomic physics". Återgiven i Wheeler, J. A., Zurek, W. H. *Quantum theory and measurement* (Princeton University Press, 1983)

Einstein, A., Podolsky, B., Rosen, N. (1935) "Can quantum-mechanical description of reality be considered complete?" *Physical Review* **47**, 777

Elitzur, A. C., Vaidman, L. (1993) "Quantum mechanical interaction-free measurements" *Foundations of physics* **23**, 987

Everett III, H. (1957) "'Relative state' formulation of quantum mechanics" *Reviews of Modern Physics* **29**, 454

Feynman R., Leighton R. B., Sands M. L. (1963) *The Feynman lectures on physics*, vol. III, kap. 1 (Addison Wesley)

Ghirardi, G. C., Rimini, A., Weber, T. (1986) "Unified dynamics for microscopic and macroscopic systems" *Physical Review* **D34**, 470

- Heisenberg, W. (1930) *The physical principles of the quantum theory* (University of Chicago Press)
- Herbert, N. (1974) "Cryptographic approach to hidden variables" *American Journal of Physics* **43**, 315
- Hilgevoord, J., (1996) "The uncertainty principle for energy and time" *American Journal of Physics* **64**, 1451
- Hilgevoord, J., (1998) "The uncertainty principle for energy and time II" *American Journal of Physics* **66**, 396
- Holst, S., (2006) *Rumtid. En introduktion till Einsteins relativitetsteori* (Studentlitteratur)
- Howard, D., (1990) "Nicht sein kann was nicht sein darf, or the prehistory of EPR, 1909 – 1935: Einstein's early worries about the quantum mechanics of composite systems" i Miller, A. I. (ed) *Sixty-two years of uncertainty* (Plenum Press, New York)
- Jammer, M., (1974) *The philosophy of quantum mechanics* (John Wiley & Sons)
- Jönsson, C. (1961) *Zeitschrift für Physik* **161**, 454. Engelsk översättning: "Electron Diffraction at multiple slits" *American Journal of Physics* **42**, 4 (1974)
- Kwiat P., Weinfurter H., Herzog T., Zeilinger A., Kasevich M. A. (1995) "Interaction-free measurement" *Physical Review Letters* **74**, 4763
- Penrose, R. (1989) *The emperor's new mind* (New York: Oxford University Press)
- Rosenfeld, L. (1968), "Fundamental problems in elementary particle physics" (*Proceedings of the fourteenth Solvay conference on physics*) (London: Interscience)
- Schrödinger (1935) "The present situation in quantum mechanics". Artikeln återgiven i Wheeler, J. A., Zurek, W. H. *Quantum theory and measurement* (Princeton University Press, 1983)
- Tonomura, A., Endo, J., Matsuda, T., Kawasaki, T., Ezawa, H. (1989) "Demonstration of single-electron build-up of an interference pattern" *American Journal of Physics* **57**, 117
- Wigner, E. P. (1967) *Symmetries and reflections* (Bloomington: Indiana University Press)