

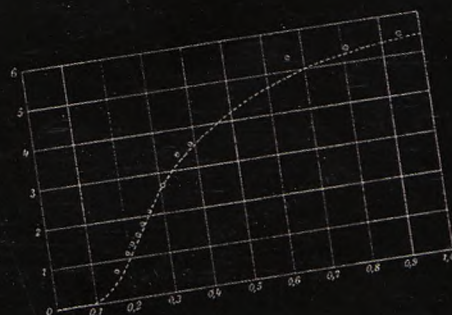
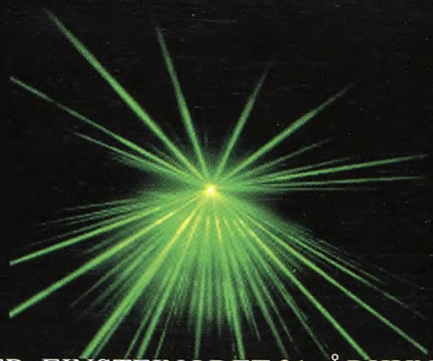
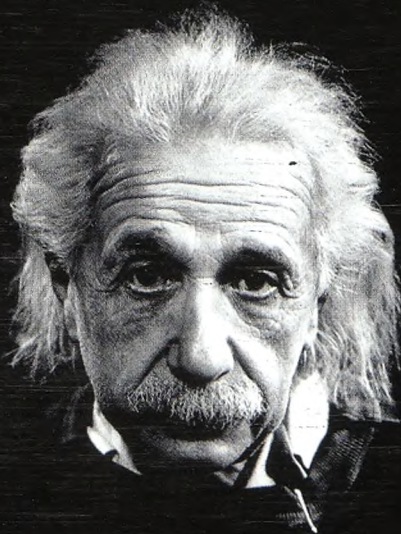
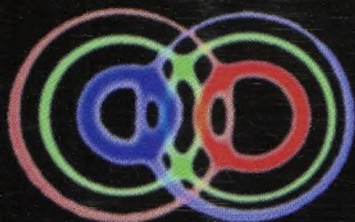
KVANT

Maj
2005 2

Tidsskrift for Fysik og Astronomi 16. årgang



EINSTEIN SÆRNUMMER



- SÆRNUMMER: EINSTEIN I DET 21. ÅRHUNDREDE • KVANTEMEKANIK, DER KAN MÆRKES
- BROWNSKE BEVÆGELSER, FRA EINSTEIN TIL OPTISKE PINCETTER • EINSTEINS TEORIER BAG LASEREN • EINSTEIN OG VIRKELIGHEDEN • HVORFOR FIK EINSTEIN FØRST NOBEL-PRISEN I 1921/1922? • NYT FRA DFS OG DGF • USIKKERHED OM NORDITAS FREMTID

LØSSALGSPRIS: 40 KR

KVANT

Tidsskrift for Fysik og Astronomi

Ørsted Laboratoriet, Niels Bohr Institutet
Universitetsparken 5
DK-2100 København Ø

Hjemmeside : www.kvant.dk
E-mail : kvant@kvant.dk

Udgives af

Astronomisk Selskab,
Dansk Fysisk Selskab,
Dansk Geofysisk Forening,
Selskabet for Naturlærens Udbredelse,

Redaktion

Michael Cramer Andersen (ansv. red.)
Ordrup Gymnasium
Camilla Bacher (AS)
Mærsk Olie & Gas
Jørgen Friis Bak, Aarhus Universitet
Jørn Johs. Christiansen (SNU)
Henrik Flyvbjerg (gæsterektor), RISØ
Torsten Freltoft, Sophion Bioscience A/S
Mogens Esrom Larsen,
Matematisk Institut, KU
Sven Munk (nyhedsredaktør)
John Rosendal Nielsen (nyhedsredaktør)
Jens Olaf Pepke Pedersen,
Danmarks Rumcenter
Finn Berg Rasmussen, Ørsted Lab, KU
Svend E. Rugh

Abonnementspris : 150 kr/år.

Kvant udkommer 4 gange årligt og er medlemsblad for de udgivende selskaber.
Henvendelser vedr. abonnement til forretningsfører Lene Körner tlf. 35 32 07 62 (koerner@kvant.dk).

Annoncepriser

1/1 side: 3000 kr, 1/2 side: 1600 kr
1/4 side: 1000 kr, Farvetillæg: 1800 kr
Priserne er excl. moms og for reproklart materiale. Henvendelser om annoncer til redaktøren, tlf. 22 67 26 42.

Oplag: 2500. Tryk: P.J. Schmidt A/S,
Vojens. ISSN 0905-8893



Produktionsplan

Nr. 3-05 udkommer ca. 1. september
Nr. 4-05 udkommer ca. 1. december
Deadline for mindre bidrag og annoncer er ca. en måned før, længere artikler skal modtages to måneder før.

Indhold:

Kvantemekanik, der mærkes <i>Per Hedegård</i>	3
Brownske bevægelser, fra Einstein til optiske pincetter <i>Henrik Flyvbjerg, Kirstine Berg-Sørensen og Lene Oddershede</i>	6
Symposium om "Einstein og Danmark"	10
Aktuelle bøger <i>Michael Cramer Andersen</i>	11
Einsteins teorier bag udviklingen af laseren <i>Paul Michael Petersen</i>	13
Brownske bevægelser og mikroorganismers motilitet <i>Henrik Flyvbjerg, David Selmeczi, Peter H. Hagedorn og Niels B. Larsen</i>	17
Opgave-hjørnet – Vipning af flyvemaskine og diskussion af relativistisk tyngdepunktsforskydning <i>Jens Højgaard Jensen</i>	21
Nyt fra Dansk Fysisk Selskab og Dansk Geofysisk Forening	26
Einstein og virkeligheden <i>Benny Lautrup</i>	27
Hvorfor fik Einstein først Nobelprisen i 1921/22? <i>Henry Nielsen</i>	31
Usikkerhed om NORDITAS fremtid	Bagsiden

Forsiden viser: Dette andet Einstein særnummer – i anledning af Verdens Fysik År 2005 – fortsætter turen rundt om Einsteins videnskabelige livsværk som påbegyndtes i marts-nummeret af KVANT.

Vi indleder med en artikel om Einsteins anvendelse af kvantemekanik til beskrivelse af faste stoffer – f.eks. deres varmekapacitet – illustreret med Einsteins meget sjældne fit til eksperimentelle data (nederst til højre). Se artiklen af Per Hedegård på side 3.

Einstein udviklede den fundamentale teori bag laseren – illustreret nederst på forsiden. Læs historien bag laseren og om de avancerede typer lasere man konstruerer i dag, i artiklen af Paul Michael Petersen side 13. Øverst til højre ses *Brownske bevægelser*, som Einstein opstillede den første teori for. Se artikel af Henrik Flyvbjerg, Kirstine Berg-Sørensen, og Lene Oddershede på side 6 om teoriens udvikling frem til idag, og artikel af Henrik Flyvbjerg, David Selmeczi, Peter H. Hagedorn og Niels B. Larsen på side 17 om motilitets-modellers co-evolution med modeller for Brownske bevægelser.

Til venstre ses en foton, der er henfaldet til et 'entangled' eller 'sammenfiltret' par – en konsekvens af kvantemekanikken, som Einstein var skeptisk overfor. Tog Einstein fejl i sin opfattelse af virkeligheden? Se artiklen af Benny Lautrup side 27.

Nobel-medaljen minder om, at Einstein først fik nobelprisen efter at have været indstillet i flere år. Se artiklen af Henry Nielsen side 31.

Bestilling af ekstra eksemplarer af dette nummer (25 kr. / stk. plus forsendelse) kan ske på kvant@kvant.dk så længe lager haves.

Kvantemekanik, der mærkes

Per Hedegård, Niels Bohr Institutet

Indledning

Hvor mange pizzaer kan man bage i en ovn, hvis varmekilde er en 10 liter stor sten, der i starten er 250 °C? Svaret på dette interessante og i praksis meget relevante spørgsmål kan fx findes ved at beregne, hvor megen energi stenen vil afgive når den afkøles fra 250 °C til lad os sige 100 °C, da man næppe får megen bagning ved lavere temperatur. Til formålet har vi brug for stenens *varmefylde* (hvis man da ellers må bruge dette gode danske ord — purister foretrækker varmekapacitet). Der gælder nemlig

$$\Delta U = C \Delta T,$$

hvor ΔU er energimængden, ΔT er temperaturændringen og C er varmefylden (formlen giver stort set definitionen af varmefylde, hvis temperaturændringen ikke er alt for stor). Hvilken værdi har C ? Siden begyndelsen af 1820'erne har det været kendt, at den såkaldt molspecifikke varmefylde $c = C/n$, hvor n er antallet af mol atomer i stenen er den samme for langt de fleste faste stoffer, nemlig $c \approx 25$ Joule/Kelvin/mol. Loven kaldes Dulong-Petit's lov efter de to franskmænd, Pierre Louis Dulong og Alexis Thérèse Petit, som i 1819 gjorde opdagelsen.

En meget rig og fornem pizzabager, der udstyrer sin ovn med den fineste og dyreste sten, nemlig en diamant, vil blive meget skuffet når han opdager, at diamanten kun afgiver ca. 1/3 af den varme, som en sten af et stort set hvilken som helst andet materiale vil afgive. Hvorfor mon?

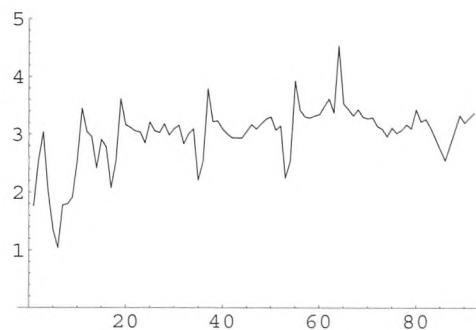
I 1906 kunne Einstein vise, at den anormalt lave værdi af diamants varmefylde er en konsekvens af Planck's kun seks år gamle kvanteteori. Der er således tale om et aldeles makroskopisk kvantefænomen, der er til at tage at føle på! Einstein var hermed den første, der for alvor benyttede kvantemekanikken i forståelsen af de faste stoffer — han blev dermed grundlæggeren af den moderne faststoffysik, hvis ambition det er, at forklare alle egenskaber ved de faste stoffer ud fra grundlæggende kvantemekanik.

Klassisk teori

Inden vi når så langt, som til at forklare Einsteins bidrag, er det nyttigt at kende baggrunden for hans arbejde. I figur 1 er den molspecifikke varmefylde ved stuetemperatur plottet for samtlige stoffer i det

periodiske system. Værdierne er givet i enheder af gaskonstanten $R = k_B N_A$, der har samme enhed som den specifikke varmefylde. k_B og N_A er som bekendt henholdsvis Boltzmanns konstant og Avogadros tal. Vi ser at størrelsen er forbavsende konstant, med en værdi ca. $3R$.

11 grundstoffer er gasformige ved stuetemperatur. De seks Ædelgasser (He, Ne, Ar, Kr, Xe, Rn) har alle $c \approx 2,5 R = \frac{5}{2} R$. De øvrige fem (H, N, O, F, Cl), hvor hvert gasmolekyle består af to atomer, har $c \approx 3,5 R = \frac{7}{2} R$ eller højere (op til $4,1 R$ for Cl_2)¹. Blandt de grundstoffer, der er faste ved stuetemperatur er det kun Kulstof (dvs diamant) og Bor, der afviger med meget lave værdier på henholdsvis $0,73 R$ og $1,33 R$, og alkalimetallerne (Na, K, Rb, Cs), hvor c er lidt højere end Dulong-Petit værdien. Hvad skyldes denne konstans? Og hvad er for den sags skyld årsagen til at ædelgasserne alle har samme varmefylde?



Figur 1. Den specifikke varme i enheder af gaskonstanten $R = 8,3$ Joule/(mol·Kelvin) for samtlige stoffer i det periodiske system.

Svaret på disse spørgsmål var en af de store succeser ved den klassiske statistiske mekanik, der blev udviklet af især Ludwig Boltzman og James Clerk Maxwell i 2. halvdel af det nittende århundrede. Ud fra et princip om, at i ligevægt vil et termodynamisk system maksimere den såkaldte *entropi*, kunne de give en mikroskopisk funderet forklaring på den klassiske termodynamiks lovmæssigheder. For et delsystem, der er i forbindelse med et varmereservoir med absolut temperatur, T , gælder, at sandsynligheden for at finde systemet i en konfiguration med energi E er givet ved den berømte *Boltzman fordeling*:

$$p(E) = \frac{e^{-E/k_B T}}{Z},$$

¹For gasser er det nødvendigt at skelne mellem varmefylde målt ved konstant volumen, C_V og ved konstant tryk C_P . I figuren er det C_P , der er givet, idet den er lettest at måle. For en ideal monoatomig gas er forholdet mellem C_P og C_V lig den simple brøk $5/3$, så den specifikke c_P , der er den teoretisk lettest tilgængelige størrelse, er for ædelgasserne lig med $\frac{5}{2} R$

hvor normeringskonstanten Z er den såkaldte *tilstandssum*, der fås ved at summe over samtlige konfigurationer for systemet

$$Z = \sum_{\text{konfigurationer}} e^{-E/k_B T}.$$

De to simpleste eksempler på anvendelse af teorien, er den ideale gas, og den harmoniske oscillator. I det første tilfælde er delsystemet et enkelt frit flyvende atom, der kun udveksler energi med beholderens væg, og i det andet tilfælde kan det være et atom siddende placeret i et fast stof, kun i stand til at udføre harmoniske svingninger omkring sin ligevægtsposition. For begge disse tilfælde kunne man bevise princippet om *ligefordeling af energi*: Hver såkaldt frihedsgrad bidrager med $1/2 k_B T$ til systemets energi. Beviset er meget enkelt, og for den harmoniske oscillator går regnestykket således. Systemets gennemsnitlige energi er givet ved ($\beta = 1/k_B T$)

$$\begin{aligned} U &= \langle E \rangle \\ &= Z^{-1} \sum_{\text{konfigurationer}} E e^{-\beta E} \\ &= -\frac{\partial}{\partial \beta} \ln Z. \end{aligned} \quad (1)$$

For den harmoniske oscillator er konfigurationerne bestemt af hvor $\vec{r}$ og hvilken hastighed $\vec{v}$ oscillatoren har. Energien for en sådan konfiguration er $E = \frac{1}{2}m(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2) + \frac{1}{2}k(x^2 + y^2 + z^2)$, dvs 6 led, der alle er kvadratiske i konfigurationsvariablen. I den klassiske fysik er der ingen begrænsninger på, hvilke værdier disse variable kan antage, så summen over konfigurationer er i virkeligheden et integral over hastigheder og steder. Hver variabel (eller frihedsgrad) bidrager lige meget til energien på samme måde, så lad os fx beregne det for x -koordinaten:

$$Z_x = \int e^{-\beta \frac{1}{2} k x^2} dx = \sqrt{2\pi\beta k},$$

så

$$-\frac{\partial}{\partial \beta} \ln Z_x = \frac{1}{2\beta} = \frac{1}{2} k_B T.$$

Som nævnt har oscillatoren 6 sådanne bidrag til sin energi, og vi får samlet

$$U = 3k_B T.$$

Det er nu aldeles let at beregne den specifikke varmfylde, idet vi blot skal differentiere denne energi m.h.t. temperaturen, men for et mol oscillatorer:

$$c = 3N_A k_B = 3R.$$

Dette er i virkeligheden Dulong og Petit's lov, idet atomerne i et fast stof kan opfattes som harmoniske oscillatorer.

Boltzman var i 1876 den første til på denne måde at give en statistisk fysisk forklaring på loven. Maxwell havde tilsvarende studeret gassernes varmfylde. For ædelgasserne går det fint, idet ligefordelingsloven giver at gassens energi er $3/2 k_B T$ per atom, i overensstemmelse med målingerne. For molekylære gasser, derimod, kan der udover den rene bevægelse af molekylerne også være tale om at opbevare energi i rotation- og vibrationsbevægelser. Det ser imidlertid ud til, at disse frihedsgrader slet ikke bidrager til energien og dermed varmfylden. Maxwell erklærede omkring 1870, at han opfattede disse problemer, som "the greatest difficulty yet encountered by the molecular theory". Det interessante ved ligefordelingsloven er, at bidraget til den indre energi er altid $\frac{1}{2} k_B T$ for hver frihedsgrad, uanset hvor stor massen er hvor stiff fjederen er i den harmoniske oscillator. Hvis fjederen er meget stiff, betyder det blot, at de termiske udsving bliver meget små, men trods alt så store, at energien bliver ca. $k_B T$. Omvendt i eksperimenterne, hvor det ser ud som om, at visse frihedsgrader "fryser ud" når temperaturen når under et vist niveau, afhængig af molekylet.

Eksperimentelt har H. F. Weber i 1870'erne udført omhyggelige målinger af diamants varmfylde, og især dens temperaturafhængighed. Målinger under frysepunktet havde måtte udsættes, da han måtte afvente vintervej med frost! I disse målinger fandt Weber, at problemet bliver værre for lavere temperaturer, idet varmfylden ikke blot ikke antager den klassiske Dulong-Petit værdi, den aftager også temmelig kraftigt med faldende temperaturer.

Einstein 1906

I sit berømte arbejde fra 1906 "Die Plancksche Theorie der strahlung und die Theorie der spezifischen Wärme" i Annalen der Physik, løser Einstein op for disse knuder. Han har selv i de første år af århundredet lavet sin egen formulering af Boltzmans statistiske fysik — i lighed med Josiah Willard Gibbs i Amerika, hvis metode blev standard i årene der fulgte. Einstein tager sit udgangspunkt i Plancks opdagelse af energikvantisering i elektromagnetisk stråling fra år 1900. Matematisk kan det elektromagnetiske felt opskrives som en samling af harmoniske oscillatorer på samme måde som atomerne i et fast stof kan det. Derfor, argumenterer Einstein, må de statiske egenskaber ved de to systemer være analoge. På dette tidspunkt balancerer enhver kvanteteori på en knivsæg: hvilke klassiske forestillinger og formler kan bevares og hvilke skal forkastes. Einstein bevarer formel (1) ovenfor, men ændrer måden at beregne tilstandssummen, Z . For en harmonisk oscillator, siger Einstein, skal Z beregnes som en sum over konfigurationer, men kun konfigurationer, der har bestemte kvantiserede værdier af energien:

$$E = \alpha + n(R/N_A)\beta v, \quad n = 0, 1, 2, \dots$$

dvs. en række ækvivalente værdier med mellemrum — eller kvanter — der er proportionale med oscillatorens

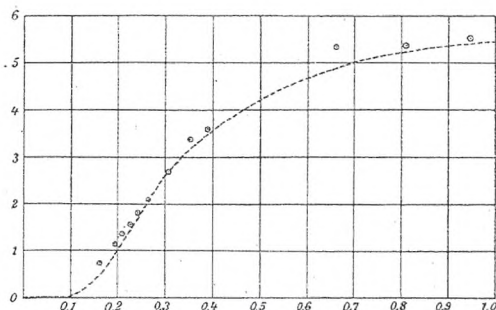
frekvens ν . (På denne tid var Plancks konstant $h = R/N_A\beta$ jo endnu ikke indført. Man skal ikke forveksle Einsteins β med vore tiders $\beta = (k_B T)^{-1}$.) Herved bliver tilstandssummen en geometrisk række i moderne notation

$$Z = \sum_{n=0}^{\infty} e^{-\beta(a+h\omega n)} = \frac{e^{-\beta a}}{1 - e^{-\beta h\omega}}. \quad (2)$$

Beregningen af varmfylden foregår nu på sædvanlig vis, idet han dog måtte lave en simplificerende model for oscillatorerne i det faste stof. Einstein antager ganske enkelt, at samtlige oscillatorer har samme frekvens. Det fysiske billede bag er en samling af atomer, hvor hvert enkelt atom sidder i et potentialminimum og udfører harmoniske svingninger omkring dette minimum. Da samtlige atomers omgivelser må antages at være ens, vil også deres svingningsfrekvenser være ens. Herved bliver samtlige atomers bidrag til varmfylden ens, og man får

$$C = 3Nk_B \frac{x^2 e^x}{(e^x - 1)^2}, \quad \text{hvor } x = \frac{h\nu}{k_B T}. \quad (3)$$

På dette sted i diskussionen griber Einstein til et for ham aldeles usædvanligt værktøj: han fitter den teoretiske kurve til eksperimentelle data! Ved at tilpasse frekvensen ν får han følgende:



Figur 2. Einsteins teoretiske fit til Webers eksperimenter. Den specifikke varme som funktion af den dimensionsløse størrelse $y = \frac{k_B T}{h\nu}$.

Det nye i kvanteteorien er, at der for en harmonisk oscillator introduceres en karakteristisk temperatur, $T_D = h\nu/k_B$ (kaldet Debye temperaturen, efter Peter Debye, som nogle få år senere udvider Einsteins teori for varmfyldte, bl. a. ved at bruge en mere realistisk model for svingningerne i det faste stof.) Hvis temperaturen er meget højere end T_D , så giver Einsteins teori det klassiske Dulong-Petit resultat, mens for meget lavere temperaturer, vil varmfylden være eksponentielt lille — den frihedsgrad vil være frosset ud. Antagelsen om, at oscillatoren kan udføre vilkårligt små udsving og dermed antage vilkårligt små energier holder ikke. At diamant har en anormalt lav varmfylde skyldes således, at Debye-temperaturen for diamant er meget højere end stuetemperatur (faktisk er den ca. 1850 Kelvin) i modsætning til de fleste andre stoffer.

Hvad der siden skete

Einstein gav den principielt korrekte forklaring på de faste stoffers varmfyldte. Andre, som Debye, udvidede teorien og gjorde den mere realistisk. Et stort problem berørte Einstein og Debye dog ikke. Det var kendt at et fast stof, og for den sags skyld alle andre stoffer også indeholder elektroner — mange flere elektroner end atomer. Ifølge den klassiske teori burde disse frihedsgrader bidrage voldsomt til varmfylden, men gør det tilsyneladende slet ikke. Man kunne argumentere for, at de var bundne i atomerne og udførte svingninger med meget høje frekvenser, således at bevægelsen er frosset ud à la Einstein. Men i metaller, der er elektrisk ledende, var det kendt at elektronerne *ikke* er bundet til atomerne, og alligevel ser de ikke ud til at bidrage til metallernes varmfylde!

Denne nød blev først knækket efter at den fulde kvanteteori var på plads midt i 1920'erne. Løsningen er her ikke udfrysning pga. energikvantisering, men skal søges i Pauli-princippet. Ifølge Pauli princippet, der jo siger, at der ikke er plads til mere end een elektron pr. kvantetilstand, udgør elektronerne en såkaldt Fermisø. Alle tilstande med energier lavere end en karakteristisk energi, Fermienergien, er besatte. Kun elektroner i nærheden af denne Fermienergi, dvs. nær den såkaldte Fermioverflade, kan exciteres termisk og dermed bidrage til varmfylden. Så en meget stor brøkdel af elektronerne er frosset ud, men denne gang pga. af tilstedeværelsen af alle de øvrige elektroner.

Einstein nåede dog, at give endnu et revolutionerende bidrag til faststoffysikken. Han påpegede i 1924 muligheden for, at en Bose gas har mulighed for at kondensere i den laveste energitilstand, og derved få helt nye makroskopiske kvanteegenskaber. Denne idé har haft meget store konsekvenser, og ligger bag forståelsen af laseren, af superledere, og af superflydende væsker. Pladsen tillader ikke at vi kommer ind på disse meget interessante emner. Der henvises til (2,3).

Litteratur

- [1] A. Einstein (1907), Die Plancksche Theorie der Strahlung und die Theorie der spezifischen Wärme, Annalen der Physik, bind 22, s. 180.
- [2] Nicolai Nygaard (2005), Bose-Einstein Kondensation – Når atomer synger i kor, KVANT nr. 1, s. 29.
- [3] Paul Michael Petersen (2005), Einsteins teorier bag udviklingen af laseren, KVANT nr. 2., s. 13.



Per Hedegård arbejder med teorien for superledning, magnetisme og mesoskopisk fysik.

Brownske bevægelser, fra Einstein til optiske pincetter

Henrik Flyvbjerg, Afd. for Biosystemer og Dansk Polymercenter, Forskningscenter Risø
Kirstine Berg-Sørensen og Lene Oddershede, Niels Bohr Institutet, Københavns Universitet

Nogle dage i maj...

Da Einstein formulerede den teori som hurtigt blev kendt som hans teori for Brownske bevægelser¹, kendte han ikke meget til disse [1, 2]. Han var 26 år og teknisk ekspert på patentkontoret i Bern; værdsat, for han gik op i jobbet. Efter eksamen som gymnasielærer i matematik og fysik i 1900, havde han søgt flere stillinger som forskningsassistent, den tids PhD-stipendier. Men han havde kun fået afslag, og nu forskede han, nygift og nybagt far, for egen regning ved siden af jobbet, med besværlig adgang til litteratur.

Hans mål var at finde beviser for eksistensen af atomer og molekyler, måle deres størrelse og bestemme Avogadros tal. Den 30. april 1905 var hans PhD-afhandling om dette emne færdig. I den regnede han på hvordan sukker, beskrevet som små kugler, ændrer viskositeten af vand det opløses i. Dét hydrodynamiske problem kunne han løse, og viskositeten som funktion af sukkermængden havde andre målt. Dermed havde han én ligning med to ubekendte, sukkermolekylers størrelse og Avogadros tal. Den anden ligning han udledte for at løse dette problem, forklares neden for.

Det er måske billedet af store molekyler som små kugler i *strømmende* væske og fysikerens hang til for-simpling, der fik ham til at overveje større kugler i *stillestående* væske. Mange forskere var på den tid ret overbeviste om at stof består af atomer og molekyler, og at varme er disses bevægelse. Men ingen havde *set* atomer. (Det lod sig først gøre 50 år senere, med AFM (Atomic Force Microscopy).) Så hvis molekylers varmebevægelse kunne bevæge en mikroskopisk synlig partikel nok til at *det* ville kunne ses, ville dette være den første direkte iagttagelse af varmeenergi som bevægelsesenergi. Det ville være et meget stærkt indicium på molekylers eksistens. I stedet for at indlevere sin PhD-afhandling, arbejdede Einstein på sin nye idé.

Elleve dage efter datoen på PhD-afhandlingen, d. 11. maj, modtog *Annalen der Physik* en helstøbt lille artikel fra ham *Om den bevægelse som den molekulær-kinetiske varmeteorie påtvinger partikler i en væske i hvile* [3]. Han forklarer i indledningen, at det måske er de såkaldte Brownske bevægelser, han beskriver, men at han ikke har tilstrækkeligt præcise oplysninger om dem til at afgøre det.

Einsteins teori for Brownske bevægelser

Einstein's teori kan forstås med afsæt i Newtons 2. lov

for en partikel med masse m der bevæger sig med hastighed $\vec{v}(t)$ og friktionskoefficient γ i en væske i hvile [4],

$$m \frac{d\vec{v}}{dt}(t) = -\gamma \vec{v}(t) + \vec{f}(t) . \quad (1)$$

Her er $\vec{f}$ kraften på partiklen som skyldes væskens mikroskopiske termiske bevægelser, og ligningen er strengt taget forkert, som vi skal se. Men den rækker til at indse at forholdet m/γ har dimension tid, og angiver hvor hurtigt partiklen taber fart ved friktion med væsken i fravær af kraften $\vec{f}$: En partikel med radius $a = 0.5 \mu\text{m}$ og vægtfylde som vand vil halvere sin kinetiske energi på 20 ns ved friktion med vandet ifølge Stokes' friktionskoefficient for en kugle, $\gamma = 6\pi\eta a$, hvor $\eta = 10^{-2} \text{g/cm/s}$ er vands dynamiske viskositet ved stuetemperatur. Så en mikroskopisk partikels inertti spiller ingen rolle for dens termiske bevægelse, når bevægelsen følges med den eksperimentelle tidsopløsning man havde i 1905. Det er grunden til at hastigheder målt for Brownske bevægelser ikke stemte med ligefordelingsloven, $\frac{1}{2}m\vec{v}^2 = \frac{3}{2}k_B T$, et problem som faldt bort med Einsteins forklaring.

Med $m/\gamma = 0$ bliver (1) trivial, $\vec{v}(t) = \vec{u}(t)$ hvor man kan tænke på $\vec{u}(t) = \vec{f}(t)/\gamma$ som et fluktuerende hastighedsfelt i væsken. Partiklen følger den lokale strøm uden inertti, så hvis den til tid 0 befinder sig i $\vec{x} = \vec{0}$, vil den til tiden t befinde sig i

$$\vec{x}(t) = \int_0^t dt' \vec{u}(t') . \quad (2)$$

En kugle med diameter $1 \mu\text{m}$ er omgivet af millioner af vandmolekyler, så det er et hydrodynamisk problem at bestemme $\vec{u}$'s egenskaber. Men lad os følge Einstein og antage at $\vec{u}$'s værdi til enhver tid er uafhængig af dens værdier til tidligere tider (fravær af *korrelationer*), ialtfald for os at se, med vores begrænsede tidsopløsning. Lad os også som Einstein begrænse os til én rumdimension, da alt kan udtrykkes dér, og yderligere rumdimensioner kun indeholder lige så mange kopier af den samme dynamik. Matematikken bliver simplere ved at antage fravær af korrelationer på enhver tidsskala. Det udtrykkes ved

$$\langle u(t) \rangle = 0 ; \quad \langle u(t')u(t'') \rangle = 2D\delta(t' - t'') , \quad (3)$$

hvor $\delta(t)$ er Diracs delta-funktion. (Vi benytter altså en senere tids matematiske notation; det skulle lette

¹Se artiklen *Brownske bevægelser og mikroorganismers motilitet* i dette nummer af KVANT for lidt mere om Robert Brown og bevægelserne han studerede.

forståelsen...) Den første identitet her udtrykker at væsken er i hvile: Ved midling over mange partikler eller gentagne forsøg fås ingen transport. Den anden identitet udtrykker "ingen korrelationer og konstant amplitude." Konsekvenserne er

$$\langle x(t) \rangle = 0 ; \quad \langle x^2(t) \rangle = 2Dt . \quad (4)$$

At amplituden er $2D$, fandt Einstein, ved at vise at partikeltætheden $n(x, t)$ for et ensemble af partikler, der ikke vekselvirker med hinanden, men alle opfører sig som netop beskrevet, opfylder diffusionsligningen

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} \quad (5)$$

hvor D er diffusionskoefficienten. Diffusionsligningen var velkendt, indført af Fick i 1855. Men at kolloide partikler diffunderer i kraft af Brownske bevægelser var nyt. Dette er første del af teorien. Den forklarer bl.a. hvorfor man ikke kunne måle en meningsfuld hastighed for Brownske bevægelser ved at dividere afstanden $|x(t)|$ som en partikel har bevæget sig, med tiden t det tog at gøre det: I én dimension finder man $\langle |x(t)| \rangle / t \propto t^{-1/2}$, som divergerer for $t \rightarrow 0$!

Osmotisk tryk, uden semipermeable membraner

Den anden del af Einsteins teori for Brownske bevægelser er teorien for D 's værdi. Den havde han allerede i sin PhD-afhandling [5]. Einstein overvejede et ensemble af kolloide partikler i ligevægt med en ydre kraft K der virker på den enkelte partikel. Diffusionsligningen er da

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\frac{\partial j}{\partial x} ; \quad j = -D \frac{\partial n}{\partial x} + \frac{K}{\gamma} n \quad (6)$$

hvor den første identitet er en kontinuitetsligning der bare udtrykker stofbevarelse. Den anden identitet definerer flukstætheden j af stoffet som summen af passiv transport ved diffusion, og aktiv transport med hastighed K/γ . I ligevægt er $j = 0$, og altså $Kn = \gamma D dn/dx$. Her er venstre side summen af kræfterne på partiklerne i et enhedsvolumen. Einstein antager så at kolloide opløsninger giver anledning til et osmotisk tryk, kendt fra opløselige stoffer, og at osmotisk tryk ikke kun kan holdes i skak af en semi-permeabel membran. En ydre kraft K på den enkelte partikel kan erstatte membranen—membranen er bare et særtilfælde heraf, om man vil. Den formalisme giver plads til et osmotisk tryk der ikke er konstant i rummet. Ligevægt fordrer nemlig at den osmotiske kraft på en volumenenhed, $-dp/dx$ balancerer den ydre kraft på samme volumenenhed, $Kn = dp/dx$. Med brug af van 't Hoff's lov for osmotisk tryk, $p = nk_B T$ kan p og K elimineres i de foregående to ligninger. Så får man Einsteins berømte resultat,²

$$D = k_B T / \gamma . \quad (7)$$

²Samme formel var fundet med samme formål og samme argumenter og publiceret året før af en ung australsk fysiker, W. Sutherland [1, 2].

Einstein benyttede ikke Boltzmanns konstant i sin notation, men R/N , hvor gaskonstanten R var kendt, og Avogadros tal N var hvad han ville bestemme.

Pointen

Pointen var nu, at man med et mikroskop og et stopur kunne undersøge om diffusionsligningen beskriver Brownske bevægelser, og bestemme D 's værdi hvis den gør, hvormed man havde bestemt Avogadros tal. For gaskonstant og temperatur var kendte, og γ havde man fra Stokes' lov. Det sværeste viste sig at være at producere tilstrækkeligt med mikroskopiske kugler med sfærisk form og samme radius til at måle D . Det gjorde Perrin, og i 1926 fik han Nobelprisen for sin omhyggelige bekræftelse af Einsteins teori for Brownske bevægelser.

Denne teori forenede termodynamik (van 't Hoff's lov, temperatur) med mekanik (hydrodynamik, kinetisk teori). I marts 1905 havde Einstein forenet termodynamik med elektromagnetisme ved som den første at anvende ligefordelingsloven på varmestråling. Resultat: Den fotoelektriske effekt forklaret og starten på kvantemekanikken. I juni forenede han mekanik og elektromagnetisme med sin specielle relativitetsteori. Dermed var termodynamik, mekanik, og elektromagnetisme alle forbundet parvis. Derefter indleverede han sin PhD-afhandling, d. 20. juli. Den 24. juli var bedømmelsen færdig. At han regnede en faktor $5/2$ galt i afhandlingen blev ikke opdaget. Censor var uopmærksom, og Einstein var fremme ved fronten: Ingen kendte Avogadros tal indenfor en faktor $5/2$ på det tidspunkt. Så han fik sin PhD-grad.

Klassiske Brownske bevægelser efter Einstein

Ligningerne (2), (3) og (7) udgør tilsammen Einsteins teori for Brownske bevægelser. Den er så simpel at yderligere forsimples er umulig. Kun essensen af fænomenet er tilbage efter de approksimationer der er foretaget undervejs. Teorien indeholder for eksempel kun én konstant, D , som *må* være der af dimensionsgrunde.

Med så megen forsimples kan man naturligvis finde urealistiske aspekter af teorien, hvis man vil. For eksempel er den vej som en Brownsk partikel tilbagelægger, en fraktal kurve. Den er kontinuert, men ikke differentiabel nogetsteds, og den er uendelig lang, uanset hvor kort et tidsrum den følges! Dette urealistiske træk forsvinder hvis man undlader at approksimere m/γ med nul i (1) og beholder (3) uændret, viste Ornstein i 1918. Sammen med (7) udgør (1) og (3) Einstein-Ornstein-Uhlenbeck-teorien (EOU-teorien) for Brownske bevægelser.

EOU-teorien er imidlertid *ikke* en fysisk mere korrekt teori for Brownske bevægelser i væske, med mindre partiklens vægtfylde er meget større end væskens,

påpegede Lorentz i 1921. Hverken Einsteins teori eller EOU-teorien er konsistente med hydrodynamik. Det ses af eksakte resultater af Stokes fra 1851 og Boussinesq fra 1903 for kraften på en kugle der bevæger sig med Reynoldstal nul og *ikke*-konstant hastighed gennem en væske. Resultatet $\gamma = 6\pi\eta a$ fandt Stokes for en kugle der bevæger sig med *konstant* hastighed, og Brownske bevægelser er alt andet end lige dét. I praksis forklarede Einsteins teori imidlertid udmærket hvad man så eksperimentelt. Indtil computerens indtog i fysikken tillod simulering af molekylær dynamik.

Computer-simuleringer: Mere naturtro end virkeligheden...

Rahman simulerede i 1964 flydende Argon som kugler, der vekselvirkede via et Lennard-Jones potential. Han fandt resultater for hastigheds-autokorrelationsfunktionen $\langle \vec{v}(0) \cdot \vec{v}(t) \rangle$ som ingen kunne forklare. Adler og Wainwright simulerede i årene 1967–1970 flydende Argon beskrevet som et system af hårde kugler, og fandt $\langle \vec{v}(0) \cdot \vec{v}(t) \rangle \propto t^{-3/2}$, i strid med EOU-teoriens eksponentielt aftagende korrelation. De så også hydrodynamiske strømningsmønstre i de andre kuglers bevægelse omkring en diffunderende kugle. Det fik teoretikerne til at huske på Stokes' resultat fra 1851 for friktionen på en kugle som *ikke* bevæger sig med konstant hastighed. Der er *to* Stokes' love, publiceret i samme artikel. Einstein havde benyttet den simpleste, den for konstant hastighed, så effekten af accelereret bevægelse gik tabt. Acceleration af partiklen accelererer omgivende væske, som senere kan accelerere partiklen. Partiklens dynamik bliver derved præget af partiklens fortid i højere grad end dens inertielle masse udtrykker. Resultatet er en effektiv ligning for partiklens dynamik, Newtons 2.lov med en integralkerne der repræsenterer "hukommelsen" om fortidens accelerationer,

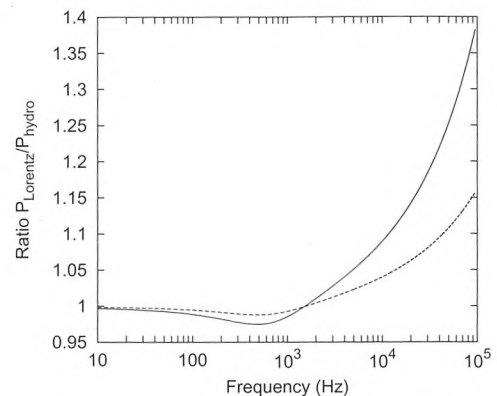
$$m^* \frac{d\vec{v}}{dt}(t) = -\gamma \vec{v}(t) - \alpha \int_{-\infty}^t (t-t')^{-1/2} \frac{d\vec{v}}{dt}(t') dt' + \vec{f}(t) \quad (8)$$

Her er $m^* = m + 2/3\pi\rho a^3$. Denne effektive inertielle masse er én effekt af væske som trækkes med af partiklen i dens bevægelse. "Hukommelsen" har amplituden $\alpha = 6\pi\rho a^2(\nu/\pi)^{1/2}$, med ρ væskens vægtfylde, ν dens kinematiske viskositet ($\eta = \rho\nu$). Drivkraften $\vec{f}$ for de Brownske bevægelser er også mere kompliceret, nemlig korreleret med sig selv, så (3) ikke længere gælder; se hvordan i [7]. Med denne hydrodynamisk korrekte teori for Brownske bevægelser kunne teoretikerne nu bekræfte at $\langle \vec{v}(0) \cdot \vec{v}(t) \rangle \propto t^{-3/2}$ som fundet i computersimuleringerne [7]. Eksperimentelt var denne ret lille potenslovshale sværere at påvise. Det lykkedes først overbevisende i 1983, af Ohbayashi et al., ved såkaldt foton korrelationspektroskopi på en suspension af polystyren-kugler med radius $0.8 \mu\text{m}$.

Optisk pincet, til nano- og biofysik, og det ultimative eksperiment

Allerede i 1970 havde Arthur Ashkin på Bell Labs opfundet den optiske pincet. Den er en skarpt fokuseret lysplet som i vand virker tiltrækkende på legemer med større dielektricitetskonstant end vands. For eksempel en polystyrenkugle med en diameter omkring én mikrometer. Den blev senere det foretrukne værktøj i en ny, populær type eksperimenter som den muliggør, nemlig forsøg med biologiske enkelt-molekyler. Sammenhængen mellem belastning og hastighed kan for eksempel måles for et isoleret motor-molekyle ved at lade det trække i en polystyrenkugle med diameter i mikrometer-størrelse, samtidigt med at man hiver den modsatte vej med pincetten, med kendt kraft.

Den kraft som en optisk pincet udøver på en polystyrenkugle, findes typisk ved at studere kuglens Brownske bevægelser i den optiske fælde man fanger den i. Kraften fra den optiske fælde vides at være Hooksk. Kuglens radius er kendt, teorien for dens bevægelse ligeså. Kuglens bevægelse følges med en målefrekvens på 100–200 kHz, altså med en tidsopløsning på 50–100 μs . Det er 1000 gange langsommere end den karakteristiske tid for tab af kinetisk energi. Men som sagt er væskens dynamik vigtigere. Dens frekvensafhængighed er kompliceret, se Fig. 1.

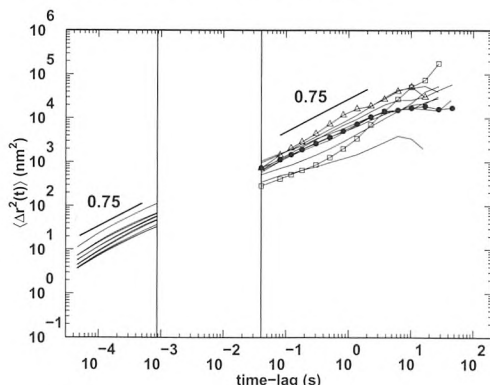


Figur 1. Relativ fejl som funktion af frekvensen, begået ved at benytte Einsteins teori i stedet for den hydrodynamisk korrekte teori til at beskrive power spektret for Brownske bevægelser i en optisk fælde med fjederkonstant $3.8 \cdot 10^{-2}$ pN/nm for en kugle med diameter $1 \mu\text{m}$ (fuldtoptrukken linje) og fjederkonstant $1.9 \cdot 10^{-2}$ pN/nm for en kugle med diameter $0.5 \mu\text{m}$ (stiplet linje) [9]. Ved dårlig tidsopløsning (lav frekvens) forsvinder fejlen. Einstein gjorde derfor en fortrinlig approksimation, da han valgte Stokes' lov for konstant hastighed til at beskrive bevægelse ad en fraktal kurve!

Hvis man kan få data fra sin optiske pincet til at stemme med den hydrodynamisk korrekte teori med under 1% fejl, kan man stole på instrumentets præcision i alle led, for det er en hård test [9]. Efter at have etableret en sådan præcision, undersøgte vi bl.a. cytoplasmaet i levende gær ved at studere de Brownske bevægelser af fedtperler som forekommer naturligt inde i en gærcelle. Er cytoplasmaet en gel af actin-fibre eller et krydsbundet netværk af disse polymerer, så det effektivt er et

fast stof? Figur 2 tyder stærkt på at det er en simpel gel, for så vidt som at fedtperlerne udviser subdiffusion med $\langle x(t)^2 \rangle \propto t^{3/4}$, i overensstemmelse med en simpel teori for diffusion i en gel af en kugle der er for stor til uden videre at smutte mellem polymerfibre. I et krydsbundet netværk ville en tilsvarende kugle være låst fast.

Da en god optisk pincet er tilstrækkeligt følsom til at skelne den hydrodynamisk korrekte teori fra Einsteins simplere, kan vi jo endelig studere denne forskel, nu for en enkelt partikel, i stedet for en kolloid suspension. Et par aspekter er aldrig blevet eftervist eksperimentelt. Det mest ambitiøse projekt går ud på at måle "farven" af den termiske støj i (8) [11]. Den er ikke hvid, som i Einsteins simplere teori, men blålig [7].



Figur 2. Gærcellers actin-skelet er ikke krydsbundet, men en gel af ikke-forbundne fibre. Det ses af at eksponenten i dette plot er 3/4 [10]. Krydsbinding ville ses ved at de plottede størrelse går mod en konstant med tiden. Omvendt ville hældningen være 1 for en frit diffunderende partikel og 2 for en partikel med konstant hastighed.

For at kunne måle denne "farve" skal man eksperimentelt kunne separere den termiske kraft på kuglen og kuglens dynamiske reaktion på samme kraft. Det gør man ved at gøre fælden så stærk at kuglen finder ligevægtspunktet mellem fældens kraft og de termiske kræfter hurtigere end de termiske kræfter ændrer værdi (for given tidsopløsning). Dermed vil kuglens øjeblikkelige position i fælden, som vi kan måle løbende, angive den øjeblikkelige styrke af den termiske kraft på kuglen. De to størrelser er proportionale, med fældens kendte fjederkonstant for kuglen som proportionalitetsfaktor. Man vil altså løbende visualisere den øjeblikkelige termiske kraft, selve årsagen til Brownske bevægelser, og ikke bare dens konsekvenser, i form af kuglens bevægelse. Det er mere end Einstein drømte om at se i 1905.

Det var den lette del. Nu kommer den svære: Man skal kunne måle de termiske kræfters styrke med en sådan præcision at man kan skelne graferne i Fig. 1 fra konstanten 1 ved frekvenser under 100 Hz og vise at forskellen går som kvadratroden af frekvensen [7, 9, 11]. Så er man færdig.

Ingen tvivler på teorien, men dette aspekt af den er aldrig blevet eftervist eksperimentelt, og en bekræf-

telse vil udgøre slutstenen i beskrivelsen af klassiske Brownske bevægelser i væske. En smuk afslutning på 100 års teoretisk og eksperimentel udvikling. Vi får se om det kan lade sig gøre.

Litteratur

- [1] J. Renn (2005), Ann. Phys. (Leipzig) **14**, Suppl., 23.
- [2] Abraham Pais (1982), 'Subtle is the Lord...' *The Science and the Life of Albert Einstein*. Oxford University Press.
- [3] A. Einstein (1905), Ann. Phys. **17**, 549. Oversat og kommenteret i [6].
- [4] P. Langevin (1908), C. R. Acad. Sci. (Paris) **146**, 530. Oversat og kommenteret i D. S. Lemons and A. Gythiel (1997), Am. J. Phys. **65**, 1079.
- [5] Den artikel som Einstein fik sin PhD-grad for, publiceredes senere som: A. Einstein (1906), Ann. Phys. **17**, 549. Oversat og kommenteret i [6].
- [6] A. Einstein, *Investigations on the theory of the Brownian Movement*, redigeret og kommenteret af R. Fürth, oversat til engelsk af A. D. Cowper (Dover, 1956).
- [7] R. Zwanzig and M. Bixon (1970), Phys. Rev. A **2**, 2005; A. Widom (1971), Phys. Rev. A **3**, 1394.
- [8] K. Ohbayashi, T. Kohno og H. Utiyama, *Photon correlation spectroscopy of the non-Markovian Brownian motion of spherical particles*, Phys. Rev. A **27**, 2632 (1983).
- [9] K. Berg-Sørensen and H. Flyvbjerg (2004), Rev. Sci. Sci. Ins. **75**, 594.
- [10] I. M. Tolic-Nørrelykke, E.-L. Munteanu, G. Thon, L. Oddershede, and K. Berg-Sørensen (2004), Phys. Rev. Lett. **93** 078102.
- [11] K. Berg-Sørensen and H. Flyvbjerg (2005), New J. Phys. **7**, 38.



Henrik Flyvbjerg er teoretisk fysiker, dr.scient., seniorforsker i Biosystemer og Dansk Polymer Center på RISØ. Efter ti år i kvantefeltteori og kvantekromodynamik skiftede han emne til statistisk fysik og senere biofysik. "Liv er bare stof der vil noget."



Kirstine Berg-Sørensen er teoretisk fysiker, Ph.D., og forskningslektor ved Niels Bohr Institutet. Lene Oddershede er eksperimentalfysiker, Ph.D., og lektor ved Niels Bohr Institutet. Sammen har de opbygget Optisk Pincet Gruppen ved NBI.

Symposium om “Einstein og Danmark”

Mødet, hvortil der er *fri adgang*, foregår den 27. maj 2005 i *Carlsberg Akademiet*, Gamle Carlsberg Vej 15, 2500 Valby. Kørselsvejledning: www.carlsbergfondet.dk/PDF/vejviser.PDF

Det starter kl. 10 og slutter ca. kl. 17. Det arrangeres af Nationalkomiteen for Videnskabshistorie og Videnskabsfilosofi sammen med Videnskabshistorisk Selskab og støttes af DVH-projektet.

Program:

1. *Da relativitetsteorien kom til Danmark* (10:00-10:50). Ved Helge Kragh.
2. *Einstein, relativitetsteorien og det humanistiske miljø i Danmark* (10:50-11:40). Ved C. H. Koch.
3. *Einsteins univers, kosmologien og dansk astronomi* (11:40-12:30). Ved Simon Rebsdorf.
4. *Fysik og politik: Einstein besøger studenterne i Oslo* (13:30-14:20). Ved Nils Voje-Johansen.
5. *Den kvantefilosofiske debat mellem Bohr og Einstein* (14:20-15:10). Ved David Favrholdt.
6. *Léon Rosenfeld og Københavnerfortolkningens skæbne efter Bohr-Einstein-diskussionerne* (15:30-16:20). Ved Anja Skaar Jacobsen.
7. *Bohr, Einstein og verdensfreden* (16:20-17:10). Ved Finn Aaserud.

TIDSKRIFTER & BOGSAMLINGER KØBES

Så som “*Zeitschrift für Physik*”, “*Annalen der Physik*”, “*The Physical Review*”, ...
også videnskabelige bogsamlinger samt
kostbare enkeltbøger.

HERMAN H. J. LYNGE & SØN A/S
Internationalt Videnskabeligt Antikvariat siden 1821

Tlf.: 33155335 <http://www.lynge.com>



Aktuelle bøger

Michael Cramer Andersen, KVANT

Spektrum – Fysik II

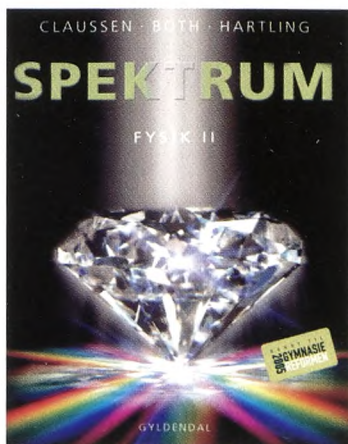
Forfattere: Carsten Claussen, Erik Both og Niels Hartling, Gyldendal 2004. 384 sider, ill., 299 kr. excl. moms.

“Spektrum – Fysik II” er skrevet for gymnasiets fysikundervisning på B-niveau (mellemniveau). Bogen skal ses i kombination med “Spektrum – Fysik I”, og tilsammen indeholder de to bøger mere end det nødvendige stof på dette niveau, der er altså gode muligheder for at dække det valgfrie stof med bøgerne. “Spektrum II” indleder med et afsnit om *Modeller* og rummer herefter tre store kapitler om: *Bølger*, *Atom- og kernefysik* og *Mekanik*.

I kapitlet om *Bølger* kan man f.eks. dykke ned i de overordnede emner: Bølger, Lyd og musik samt Lys og farver. Et udpluk af delemnerne viser bredden og dybden: Bølgetyper, tsunami-bølger, Dopplereffekten, stående bølger, lydmuren, toner og klang, strengeinstrumenter, blæseinstrumenter, dB-skalaen, ørets lydopfattelse, optik, brydningsloven, interferens, regnbuen, øjets virkemåde, billeddannelse, linseformlen, mikroskopet og kikkerten, menneskets farvesyn, farvesystemer, farvetemperatur, interferens, måling af lysets bølgelængde, det elektromagnetiske spektrum, holografi og hvordan en LCD-skærm virker!

De to øvrige kapitler har ligeså varieret et emnevalg. Så der skulle være rige muligheder for at skabe en spændende fysikundervisning med denne bog. Mange af ovenstående delemner kan sikkert også anvendes i Fysik C eller danne inspiration for et tema i det naturvidenskabelige grundforløb, f.eks. med emnet *Lys og lyd*, der kan være godt til at regne på fænomener som eleverne kender.

Imellem afsnittene er der særlige opslag skrevet af eksterne specialister, som viser eksempler på hvad fysik kan anvendes til eller giver et lidt bredere perspektiv.



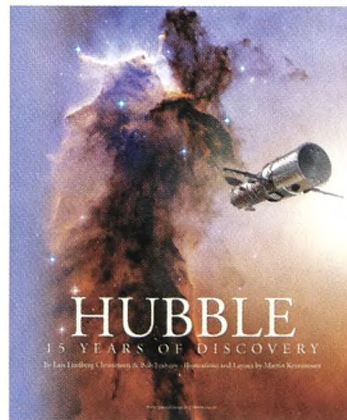
Til hvert afsnit er der et “studiesupplement” med de vigtigste formler og en række opgaver. Bogen er meget flot illustreret i farver og med originale diagrammer og har stikordsregister og symbolliste. Men man savner en oversigt over fysikkens konstanter.

Bogen må siges at være meget vellykket, men den virker lidt kompakt og niveauet er måske en anelse for højt. Til de fleste formler er der imidlertid gennemregnede eksempler som viser anvendelsen, så eleverne er godt hjulpet.

Prisen er nok også i overkanten af hvad de fleste gymnasiers bogbudgetter uden videre kan klare. Den nye gymnasiereform har godt nok gjort Fysik C obligatorisk for alle studieretninger, men det er op til elevernes valg om studieretninger med Fysik på B- eller A-niveauet oprettes – typisk kun 1-2 studieretninger pr. gymnasium. Det er med andre ord et mindre marked bogen henvender sig til – og til dette hilses den velkommen!

HUBBLE – 15 Years of Discovery

Forfattere: Lars Lindberg Christensen og Bob Fosbury, 120 sider. Fås via www.spacetelescope.org/projects/-anniversary/book.html (15 €) og i Tycho Brahe Planetarium til 148 kr.



I anledning af Hubbles 15 års fødselsdag har det Europæiske Hubble Informationskontor – placeret i Tyskland – produceret en jubilæumsbog og DVD. Der vil nok være mange der stifter bekendtskab med DVD'en, da den er blevet uddelt gratis i 20.000 eksemplarer i Danmark – sponsoreret af IMAX Tycho Brahe Planetarium, Politiken og Danmarks Rumcenter. I Europa distribueres DVD'en i mere end 500.000 eksemplarer, hvilket gør den til den mest distribuerede dokumentar om videnskab.

Bogen er en stor nydelse – fyldt med et hav af imponerende billeder af planeter, stjernetåger og galakser. Det er en bog af ‘coffee table’-typen, som man bare skal læne sig tilbage og nyde i fulde drag.

DVD'en (som også er vedlagt i bogen) rummer et stort materiale omkring Rumteleskopet og dets skelsættende observationer igennem de sidste 15 år. Dokumentarfilmen varer i alt 80 min. og er opbygget i 9 kapitler og der er en times bonusmateriale i form af billeder, animationer og kredit til medvirkende kunstnere.

Igennem hele dokumentarfilmen fortæller astronomen Bob Fosbury om de fænomener, som afsløres på Hubble-optagelserne. Bob spiller rollen som 'den venlige forsker' udmærket, da han selv igennem en årrække har arbejdet med bl.a. instrumenterne på Hubble, og derfor ved hvad han taler om.

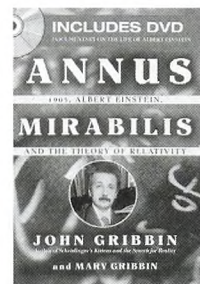
Man kan spørge sig om, hvordan det kan lade sig gøre, at distribuere denne film gratis? Som udgangspunkt har alle Europas borgere andel i resultaterne fra Hubble idet Europa bidrager med 15% (ca. 600 mio. euro pr. år) af driften af Hubble-teleskopet. ESA og ESO har finansieret produktionen af DVD'en mens sponsorer i de enkelte lande (primært planetarier, tidsskrifter og aviser) har betalt for kopiering og distribution mod at få lidt reklame for sig selv. Valget af form – en DVD – er idéelt hvis man f.eks. vil nå ud til 14-årige drenge.

Man må også sige, at 'reklamen' kommer på det rigtige tidspunkt, da der for tiden er usikkerhed om Rumteleskopets fremtid samtidig med at det fejrer 15

år. Den forhenværende administrator for NASA aflyste den planlagte servicemission til Rumteleskopet, så det vurderes til at holde frem til år 2009-2010, hvor batteri og gyroskoper sandsynligvis svigter. Samtidig falder Rumteleskopet støt i sin bane og til slut skal det bringes forsvarligt ned. Den nye administrator for NASA, Michael Griffin, overvejer igen en bemanded service-ring, men det afhænger af rumfærgernes tilbagevenden i maj. Så indtil videre kan vi glæde os over, at Hubble fortsætter med at producere forskningsresultater hver eneste dag, og at de første 15 års resultater nu kan nydes som bog, DVD og på web (www.spacetelescope.org).

Einstein og 'mirakelåret' 1905

I anledning af Verdens Fysik År 2005, er der udkommet flere bøger om Einstein, bl.a. én af ægteparret John og Mary Gribbin: "Annus Mirabilis" (pris 179 kr). Bogen beskriver 'de første 25 år', 'år 1905', og 'de sidste 50 år'. I appendix forklares relativitetsteoriene. Der medfølger desuden en DVD med en dokumentar om Einstein.



2005 WORLD OF PHYSICS

Lifshitz & Landau

Den kendte serie under redaktion af Lifschitz og Landau tilbydes nu til speciel lav pris – SPAR MIN. 200 KR. PR. TITEL

Vol. 1.: Mechanics	NU 425,-	Vol. 6.: Fluid Mechanics	NU 425,-
Vol. 2: The Classical Theory of fields.	NU 395,-	Vol. 7: Theory of Elasticity	NU 425,-
Vol. 3: Quantum Mechanics of Non-Relativistic Theory. 3rd. Ed.	NU 435,-	Vol. 8: Electrodynamics of Continuous Media. 2nd. Edition.	NU 425,-
Vol. 4: Quantum Electrodynamics.	NU 475,-	Vol. 9: Statistical Physics. Part 2	NU 395,-
Vol. 5: Statistical Physics.	NU 425,-	Vol. 10: Physical Kinetics	NU 425,-

Alle ovenstående priser er inkl. moms.

Til studerende ydes 10% studierabat på disse priser.

2005 er udnævnt til *Year of Physics*. Det følger vi op med et særlig godt udvalg af bøger om fysik. Kig ind til os og se udvalget. Eller køb online på:

www.universitetsbogladen.dk

Universitetsbogladen er Danmarks eneste specialboghandel inden for naturvidenskab.

UNIVERSITETSBOGLADEN

Naturvidenskab

August Krogh Institut, Universitetsparken 13, 2100 København Ø. Telefon 3537 1133. Telefax 3539 5459
E-mail: naturfag@universitetsbogladen.dk. Internet: www.universitetsbogladen.dk

Einsteins teorier bag udviklingen af laseren

Paul Michael Petersen, Afdelingen for Optik og Plasmaforskning, Forskningscenter Risø

Den kvantefysik som Einstein, Planck og Bohr formulerede i begyndelsen af 1900-tallet, er grundlaget for vor tids udvikling af laserteknologi. Lasersystemer anvendes i dag inden for optisk kommunikation, materialebearbejdning, medicinsk diagnostik og laserkirurgi, for blot at nævne nogle få teknologier der har påvirket vores hverdag. Einstein var den første til at beskrive de fundamentale vekselvirkninger mellem lys og stof som vi i dag benytter til at forklare laserens virkemåde.

Ordet *LASER* er en forkortelse af *Light Amplification by Stimulated Emitted Radiation*. Laseren virker ved at lyset forstærkes ved stimuleret emission, og det var Einstein som i begyndelsen af 1900-tallet første gang indførte begrebet stimuleret emission. Han var i den periode optaget af at eftervise Plancks strålingslov for termisk hulrumsstråling. Einstein ønskede at etablere en generel sammenhæng mellem atomfysikkens love og Plancks strålingslov, begge nye og endnu dårligt forståede. For at få overensstemmelse mellem atomfysikken og strålingsloven indførte han i 1917 begrebet stimuleret emission [1]. Einstein udviklede således allerede i 1917 det teoretiske grundlag for laseren. Alligevel skulle der gå 43 år inden den første laser blev opfundet i 1960.

I denne artikel vil jeg beskrive nogle af de tanker som Einstein præsenterede i 1917, og herefter give et eksempel på et moderne diodelasersystem, der med fasekonjugeret optik udviser meget fine kohærensegenskaber. Lasersystemet, som er udviklet på RISØ, har forbedret de rumlige og tidslige kohærensegenskaber af diodelasere med høj udgangseffekt, og det har bevirket at disse ultrakompakte diodelasersystemer har fundet nye anvendelser. Fagudtryk er forklaret i en boks.

Det fysiske billede som vi i dag benytter for at forstå lysudsendelse og absorption, blev oprindeligt introduceret af Einstein i 1905 i hans forklaring af den fotoelektriske effekt. Einstein foreslog at elektronen ved lysexcitation får overført energien $E = h\nu$ af den absorberede foton. Fotonen overfører altså al sin energi til elektronen. I 1913 udvidede Bohr dette billede til at inkludere vekselvirkning med elektroner som er i forskellige energitilstande i atomet. Bohr foreslog at elektronen kun kan være i bestemte energitilstande, og at lys med en veldefineret foton-energi udsendes når elektronen "hopper mellem disse tilladte energitilstande. Bohr *postulerede* at der eksisterer stabile elektronbaner som udvælges ud fra kvantebetingelser. Når elektronen går fra en stationær tilstand med energien E_m til en anden stationær tilstand med energien E_n , udsendes der en foton med energien $E_m - E_n = h\nu$ hvor h er Plancks konstant, og ν er lysets frekvens. Derved

Ordforklaringer :

Kohærensegenskaber: Inden for laserfysik beskriver kohærens en korrelation mellem forskellige fotoner. Kohærens af lys giver anledning til, at lyset kan danne interferens. Hvis laseren udsender et spektrum af frekvenser er lyset kun delvis kohærent.

Populationsinversion: Tilstand for et 2-niveau system hvor der er flest partikler i det øvre energiniveau.

Diodelaser: En speciel type laser baseret på halvleder-materialer med en pn-overgang.

pn-overgang: En halvledersandwichstruktur bestående af p-lag og n-lag. En pn-overgang i en diodelaser giver et tyndt aktivt lag med populationsinversion.

Dotering: Tilsætning af fremmedatomer til et materiale hvorved de optiske og elektriske egenskaber af materialet ændres. F.eks. dotes halvledermaterialer for at fremstille n-type og p-type halvledermaterialer.

n-type halvleder: En n-type halvleder er doteret med fremmedatomer som giver ekstra elektroner

p-type halvleder: En p-type halvleder er doteret med fremmedatomer som giver tomme elektronpladser hvor der kan indfanges elektroner. De tomme elektronpladser kaldes huller.

Single-mode laser: Et lasersystem hvor udgangslaserstrålen kun indeholder én frekvens.

Diffractionsbegrænset laser: Betegnelse for en laser, som kan fokuseres ned til den fundamentale mindste pletstørrelse. Fokuspletens diameter i denne grænse er sammenlignelig med lysets bølgelængde.

Fabry-Perot etalon: To parallelle delvist reflekterende spejle som kun tillader transmission af bestemte lysfrekvenser. Lyset som transmitteres er bestemt af interferensen af det lys som reflekteres mellem de to delvist reflekterende spejle.

Fasekonjugation: Generation af en laserstråle med bestemte faseforhold. Den fasekonjugerede stråle genereres ved at en laserstråle sendes ind mod et ikke lineært medium og der dannes en ny laserstråle som bevæger sig direkte tilbage mod den indkomne laserstråle.

Diode stripe array: En diode laser hvor der er anbragt et større antal elektroder ved siden af hinanden. Under hver elektrode opnås populationsinversion, og herved kan der opnås meget høje udgangseffekter.

fik Bohr forklaret de mange kendte, men hidtil uforståede, atomare spektrallinjer som konsekvenser af veldefinerede kvantetilstande.

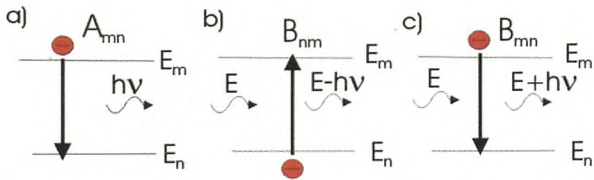
Denne udvidelse af det oprindelige billede af vekselvirkningen mellem lys og stof i den fotoelektriske effekt inspirerede Einstein til i 1917 at formulere nogle postulater om den fundamentale vekselvirkning mellem lys og stof. Disse fundamentale principper benytter vi i dag til at forklare laserens virkemåde. Einsteins teori

fra 1917 er en fænomenologisk kvanteteori. Idag er hans resultater logisk set en konsekvens af den moderne kvantemekanik som Schrödinger og andre formulerede ti år senere, inspireret af blandt andet Einsteins teori.

Einstein beskriver i sin artikel fra 1917 tre grundlæggende måder hvorpå lys kan vekselvirke med et molekyle:

- a) spontan emission,
- b) absorption samt
- c) stimuleret emission.

Disse tre processer er vist i figur 1. Einstein antager at stoffet kan være i to kvantetilstande, Z_n og Z_m , med energierne E_n og E_m hvor $E_m > E_n$.



Figur 1. De tre grundlæggende måder hvorpå lys kan vekselvirke med et molekyle: a) spontan emission, b) absorption samt c) stimuleret emission.

I figur 1(a) er processen for spontan emission vist. Spontan emission af en foton sker når en elektron i en anslået tilstand med energien E_m henfalder til en tilstand med energien E_n . Sandsynligheden dW for at en sådan fotonudsendelse sker i tidsintervallet dt , er givet ved

$$dW_{sp} = A_{mn}dt. \quad (1)$$

Dette henfald sker helt uafhængigt af tilstedeværelsen af ydre felter, og ligning (1) er analog til loven for radioaktivt henfald. Sandsynligheden for lysudsendelse ved spontan emission i tidsintervallet dt er udelukkende afhængig af tidsintervallets længde, og proportionalitetskonstanten A_{mn} kaldes Einsteins A -koefficient for spontant henfald.

Absorption af en foton, som er vist i figur 1(b), sker når stoffet belyses. Elektronen vil ved denne proces blive exciteret fra tilstanden E_n til E_m . Hvis strålingen har energispektraltætheden ρ (strålingsenergi pr. volumenenhed pr. frekvensinterval), vil sandsynligheden for at denne excitation sker i tidsintervallet dt , være:

$$dW_a = B_{nm}\rho dt. \quad (2)$$

Den tredje form for vekselvirkning mellem lys og stof kaldes stimuleret emission, og Einstein beskrev denne proces ved at tilstedeværelse af lys muliggør en overgang $Z_m \rightarrow Z_n$. Sandsynligheden dW for at denne proces sker i tidsintervallet dt , er:

$$dW_e = B_{mn}\rho dt \quad (3)$$

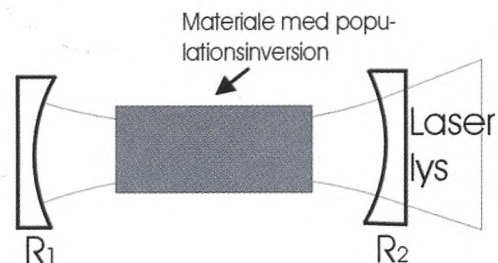
hvor B_{mn} er Einsteins B -koefficient for stimuleret emission. Ved at betragte de fundamentale processer i termisk ligevægt kan man vise at $B_{mn}g_m = B_{nm}g_n$, hvor

g_m og g_n er antallet af kvantetilstande med energiniveau henholdsvis E_m og E_n . Ligning ?? beskriver at tilstedeværelsen af strålingen får molekylet til at skifte energiniveau fra E_m til E_n . Ved stimuleret emission udsendes en foton som er i samme tilstand som strålingen der stimulerer udsendelsen, og herved forstærkes strålingen af stoffet. Denne lysforstærkningsproces er den altafgørende fundamentale mekanisme for dannelse af laserlys.

Einstein kunne ud fra ligningerne (1-3) have opfundet laseren, men kom ikke ind på anvendelser i artiklen fra 1917. Han var ellers meget interesseret i anvendt fysik, og udtog senere mindst 15 patenter, på bl.a. et høreapparat, et gyro-kompas og forskellige idéer til et lydløst køleskab til husholdningsbrug [A. Pais, "Subtle is the Lord... (Oxford University Press, 1982) side 313 og kapitel 29]. Men i artiklen fra 1917 var han jo ved at formulere ny grundvidenskab. I det følgende vil jeg vise hvorledes man nemt ud fra hans ligninger kan beskrive den forstærkningsproces som forekommer i en laser. Af ligningerne (1-3) fås at ændringen i energispektraltætheden er givet ved:

$$\frac{d\rho}{dt} = \rho B_{nm}(N_m - N_n)s(\nu)h\nu + A_{mn}N_ms(\nu)h\nu \quad (4)$$

hvor $s(\nu)$ beskriver spektralfordelingen af de absorberede eller udsendte fotoner [2,3], og hvor N_m og N_n er antallet af molekyler pr. volumenenhed i energitilstanden E_m og E_n . Man har i ligning ?? endvidere antaget at $g_m = g_n$. Ud fra ligning ?? kan man bestemme hvorledes lysets energispektraltæthed ρ ændrer sig inde i stoffet. Det første led i ligningen svarer til stimuleret emission minus absorption; det andet led svarer til den spontane emission. Spontan emission har betydning for en række fundamentale forhold i laseren som f.eks. laserlysets liniebredde, hvorimod det første led er ansvarligt for forstærkningen af laserlyset. Det ses at hvis $N_m > N_n$, sker der forstærkning, og når denne betingelse er opfyldt, siger man at der forekommer populationsinversion. Populationsinversion kan ikke forekomme i termisk ligevægt. Det er nødvendigt at man har exciteret stoffet, således at der er flere elektroner i det øvre laserniveau end i det nedre laserniveau. Denne excitation af stoffet kan ske ved at man pumper stoffet optisk eller elektrisk.

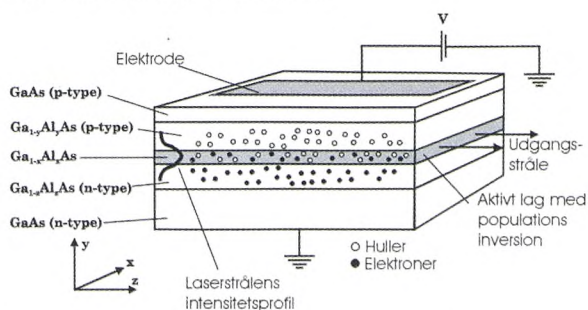


Figur 2. Den lineære laserresonator som består af et materiale med populationsinversion og to spejle med refleksionskoefficienterne R_1 og R_2 .

Når populationsinversionen er indtrådt, har man skabt en forstærker som er i stand til at skabe meget høje lysintensiteter hvis materialet med populationsinversion anbringes i en optisk resonator. Dette er vist i figur 2 hvor den optiske forstærker er anbragt mellem to spejle der reflekterer lyset. Lyset sendes frem og tilbage gennem samme område i lysforstærkeren, og herved opbygges der en meget høj lysintensitet inde i resonatoren. Laserresonatoren konstrueres ofte således at refleksionskoefficienten R_1 for det ene spejl er 100 %, og udgangsstrålen dannes ved at lyset sendes igennem det andet spejl som er delvist transmitterende (refleksionskoefficienten R_2 er mindre end 100 %).

Einstein var således den første der opdagede de grundlæggende principper bag laserens virkemåde. Men alligevel skulle man helt frem til 1960 før Theodore Maiman lavede den første laser. Det var en rubinlaser som udsendte rødt lys ved hjælp af stimuleret emission i en rubinkrystal (Cr-doteret Al_2O_3 -krystal). De første lasere var kæmpestore, og det begrænsede deres anvendelse til laboratoriebrug. Udviklingen i dag går mod mere og mere kompakte lasersystemer. En af de mest anvendte lasere i dag er den ultrakompakte diodelaser som vi kender fra laserpickuppen i en cd-afspiller. Fordelene ved disse halvlederlasere er at de har en meget lang levetid (10.000-100.000 timer), samt at de forskellige halvledermaterialer giver mulighed for laserlysudsendelse ved en lang række forskellige bølgelængder i det blå, røde og infrarøde spektrum.

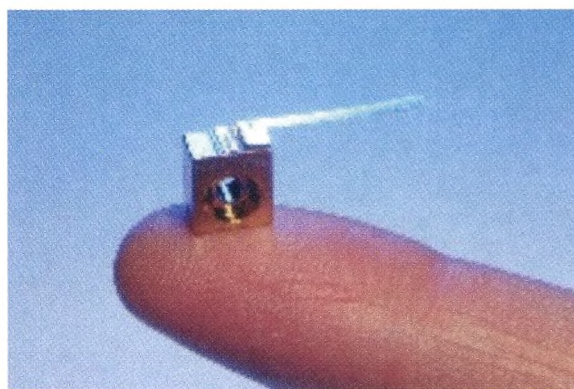
En typisk opbygning af en $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ diodelaser er vist i figur 3. Diodelaseren er en meget simpel laser, idet resonatoren kan dannes meget enkelt ved at kløve krystallens endeflader. Når en spænding på nogle få volt påtrykkes dioden, vil elektroner fra n-type området, som vist i figur 3, trænge ind i p-type området, og huller fra p-type området vil trænge ind i n-type området, og herved opstår der et ca. $1 \mu\text{m}$ tyndt aktivt område hvor der er populationsinversion. I dette tynde aktive område forstærkes lyset til laserlys som sendes frem og tilbage mellem de kløvede endeflader.



Figur 3. En $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ diodelaser med populationsinversion i overgangen mellem n-type halvleder og p-type halvleder. Laserkavitetsens to spejle udgøres af halvlederkrystallens naturligt kløvede endeflader.

Der sker i disse år en rivende udvikling inden for diodelasere. I figur 4 er vist et ultrakompakt diodelasersystem som er udviklet på Ferdinand-Braun Institut für Höchstfrequenztechnik i Berlin. Single-mode diodelasere med

veldefineret frekvens og veldefineret udbredelsesretning (gode kohærensegenskaber) har indtil for få år siden kun haft en relativt lille udgangseffekt, hvilket har begrænset diodelaserens anvendelse. Udviklingen er gået mod at øge disse lasersystemers udgangseffekt ved enten at øge forstærkningsområdets laterale udstrækning (x-aksen i figur 3) eller ved at anbringe flere diodelasere i et array ved siden af hinanden. Herved har disse lasere fået høje udgangseffekter på op til 10-20 W, men desværre er der kommet en række uønskede sideeffekter: Laserne har dårlige laseregenskaber fordi laserne svinger i mange rumlige og tidslige modes, og herved mister laserlyset sine fine kohærensegenskaber. Dette forhold har bevirket at disse diodelasere ikke har kunnet bruges til en lang række anvendelser som kræver høj udgangseffekt.

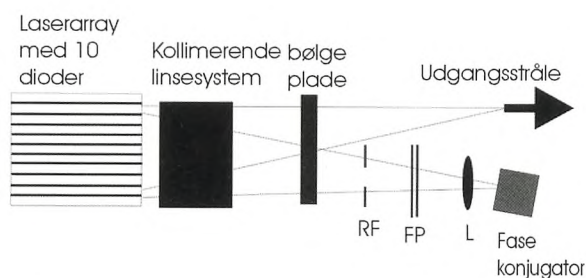


Figur 4. En ultrakompakt diodelaser udviklet på Ferdinand-Braun-Institut für Höchstfrequenztechnik i Berlin. Disse kompakte diodelasersystemer har i dag meget høj udgangseffekt. Laserens aktive område er typisk $1 \mu\text{m} \times 200 \mu\text{m} \times 1000 \mu\text{m}$.

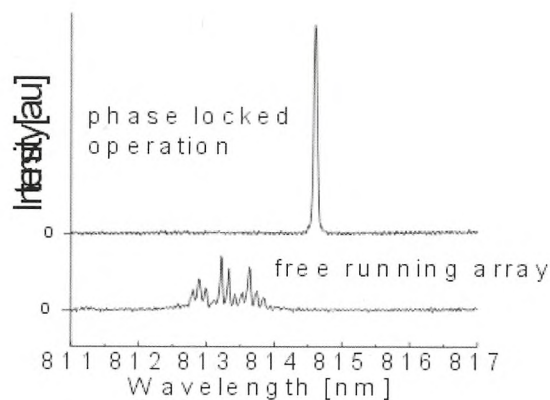
På RISØ har vi de sidste fem år arbejdet på at løse disse problemer. En vigtig nyskabelse har været konstruktion af et højeffekt single-mode diodelasersystem med tilbagekobling fra fasekonjugerede spejle. Disse fasekonjugerede spejle er baseret på optisk ulineære materialer. Når en lysstråle sendes ind mod et sådant ulineært fasekonjugerende medium, genereres en ny stråle, den fasekonjugerede stråle, som bevæger sig direkte tilbage mod den indfaldende lysstråle. Når lyset fra en diodelaser sendes ind i en fasekonjugator, vil lyset fra konjugatoren blive sendt tilbage til de aktive områder med populationsinversion i diodelaseren. Dette har vist sig at være en meget effektiv måde til at forbedre diodelaserens kohærensegenskaber.

Lasersystemet består af ti GaAlAs halvlederlaserelementer som tilkøbes et nyudviklet fasekonjugeret tilbagekoblingssystem. Tilbagekoblingssystemet indeholder en fasekonjugator, en såkaldt Fabry-Perot etalon, samt et rumligt filter. En Fabry-Perot etalon er en tynd glasplade som er i stand til at udvælge én bestemt lysbølgelængde. Med det nye tilbagekoblingssystem er det lykkedes at få alle ti laserelementer til at svinge med præcis samme frekvens og fase, samt at samle alle laserstrålerne i én kraftig diffraktionsbegrænset laserstråle. Diffraktionsgrænsen an-

giver den fundamentale grænse for hvor lille en fokusplet der kan opnås. Herved har man konstrueret et diodelasersystem med høj effekt og meget fine kohærensegenskaber. Forbedringen af kohærensegenskaberne betyder f.eks. at laserstrålen fra det nye lasersystem kan fokuseres ned til en meget lille pletstørrelse som er sammenlignelig med lysets bølgelængde. Det forventes at det nye lasersystem vil føre til helt nye anvendelser inden for laserbearbejdning, biomedicinsk optik, samt optisk kommunikation. En foreløbig version af lasersystemet er benyttet til kræftbehandling ved Lund Universitetshospital [4]. Forsøgsopstillingen er vist skematisk i figur 5. Et GaAlAs laser diode array med ti diodelaser-elementer får sendt lys tilbage fra det nyudviklede tilbagekoblingssystem. Systemet fase- og frekvens-låser de ti laserdioder, således at det samlede lasersystem udsender laserlys med én enkelt frekvens. De optiske frekvensspektre for lasersystemet uden tilbagekobling (free-running array) samt med tilbagekobling (phase-locked operation) er vist i figur 6.



Figur 5. Lasardiodearray med ti GaAlAs diodeelementer tilkoblet et tilbagekoblingssystem med en BaTiO₃ fasekonjugator, en Fabry-Perot etalon (FP) og et rumligt filter (RF).



Figur 6. Optiske bølgelængdespektre for lasersystem uden tilbagekobling (free running array) samt lasersystem med tilbagekobling (phase locked operation).

Som det fremgår af figur 6, samles en meget stor del (> 80%) af den samlede lyseffekt i enkelt-frekvens-laserstrålen. Vi har endvidere vist [5] at hvis man udskifter Fabry-Perot etalonen i figur 5 med et optisk gitter, kan man opnå et lasersystem hvis bølgelængde kan ændres kontinuerligt fra 800 nm til 820 nm.

Den videre udvikling af dette lasersystem på RISØ går mod at integrere tilbagekoblingssystemet i laser-materialet. Lykkes det, vil man have en ultra kompakt højeffektdiodelaser med fine kohærensegenskaber.

Konklusion

Det var Einstein der som den første i 1917 beskrev de grundlæggende principper for laseren. På det tidspunkt var han ikke klar over at de kunne benyttes til at udvikle laseren. Han interesserede sig kun for at forstå de fundamentale principper for vekselvirkning mellem lys og stof. Einsteins eksempel viser hvor vigtig den fundamentale forskning er, og at man ikke kan springe den fundamentale forskning over hvis man skal opnå store teknologiske landvindinger. Den kvantefysik, som Einstein udviklede i den første del af 1900-tallet sammen med Bohr og Planck, har haft enorm betydning for vor tids teknologiske udvikling.

Litteratur

- [1] A. Einstein (1917), *Physikalische Zeitschrift*, vol. **18**, pp. 121-128.
- [2] T. Skettrup, *Laserteknik* (1993), 5. udgave, Polyteknisk Forlag.
- [3] P. Milonni and J. Eberly (1988), *Lasers*, John Wiley & Sons, Inc.
- [4] E. Samsøe, P. M. Petersen, P. E. Andersen, S. Andersson-Engels, and K. Svanberg, in R. Birngruber, H. Vanden Bergh (Eds.) (2001), *Laser-Tissue Interactions, Therapeutic Applications, and Photodynamic Therapy*, Proc. SPIE **4433**, pp. 134-139.
- [5] P. M. Petersen, M. Løbel and S. J. Jensen (2004), *Spatial and Spectral Control of High-Power Diode Lasers Using Phase Conjugate Mirrors*, in *Phase Conjugate Laser Optics* edited by A. Brignon and J-P Huignard, Wiley, pp. 301-330.



Paul Michael Petersen er leder af forskningsprogrammet *Lasersystemer og Optiske Materialer* på Forskningscenter Risø og adjungeret professor på Niels Bohr Institutet.

Brownske bevægelser og mikroorganismers motilitet

Henrik Flyvbjerg¹, David Selmecki^{1,2}, Peter H. Hagedorn¹ og Niels B. Larsen¹,

¹ Afd. for Biosystemer og Dansk Polymercenter, Forskningscenter Risø

² Afd. for Biologisk Fysik, Eötvös Loránd University, Budapest, Ungarn

Hvis det bevæger sig, er det levende?

Einsteins teori for Brownske bevægelser har fundet anvendelse mange andre steder i fysik, kemi og biologi hvor tilfældige fluktuationer forekommer¹. Fluktuationerne behøver ikke være af termisk oprindelse. Modeller for mikroorganismers og isolerede cellers motilitet² er et godt eksempel, der er næsten lige så gammelt som Einsteins teori. At de to former for bevægelse er nært beslægtede, ses af den misforståelse der oprindeligt herskede om Brownske bevægelser.

Da den skotske botaniker Robert Brown i sommeren 1827 studerede hvad der skulle blive kendt som "Brownske bevægelser," troede han først at de pollen-korn, han så på, bevægede sig af egen kraft og at han i dem havde fundet "livets molekyle" [1]. Han *opdagede* ikke bevægelserne som fik hans navn; de var et kendt irritationsmoment for alle der mikroskoperede i væsker. Forestillingen om at de var en livsytring var udbredt, men andre var før ham kommet til den konklusion som han selv ret hurtigt drog: Det er de ikke. Bevægelserne blev opkaldt efter ham fordi *hans* undersøgelse af dem var særligt grundig. Den rejste for alvor problemet med at forklare disse bevægelseres natur. Men efter Brown var dette problem fysikernes.

Einstein publicerede sin model for Brownske bevægelser i 1905, men i 1913 viste biologen Przibram at Einsteins teori for Brownske bevægelser også beskriver protozoers tilfældige måde at svømme omkring på [2]. Ved at optegne de enkelte protozoers trajektorier $\vec{x}(t)$, see Fig. 1, viste Przibram at nettoafstanden $\vec{d}(t) \equiv \vec{x}(t) - \vec{x}(0)$ som protozoer bevæger sig, midler til nul, og dens kvadrat opfylder formen kendt fra diffusion,

$$\langle \vec{d}(t)^2 \rangle = 2n_{\text{dim}}Dt, \quad (1)$$

hvor n_{dim} er dimensionen af det rum i hvilket bevægelsen finder sted. I Einsteins teori er D diffusionskoefficienten, og opfylder hans berømte identitet,

$$D = k_B T / \gamma, \quad (2)$$

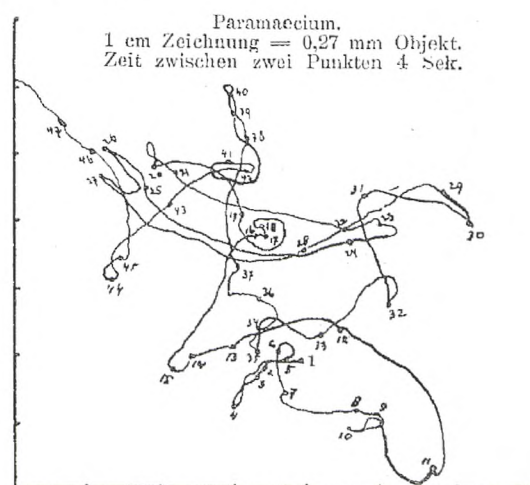
med k_B Boltzmann's konstant, T den absolutte temperatur, og $\gamma = 6\pi\eta a$ Stokes' friktionskoefficient for den Brownske partikel. Her er a partiklens radius og η er vands dynamiske viscositet ved temperaturen T .

¹ Børskurser fluktuerer også, men i finans-matematik kom andre først med matematisk samme teori: T. N. Thiele i København, 1880, og L. Bachelier i Paris, 1900.

² Motilitet = evnen til at bevæge sig af egen kraft, bevægelsen selv. Sml. *mobilitet* = flytbarhed, ved egen eller andres kraft.

Przibram fandt en værdi for D som var meget større og meget mere temperaturfølsom end Einsteins resultat (2) tilsiger. Det brugte han som bevis for at det faktisk *var* motilitet, og ikke Brownske bevægelser, han havde observeret.

Hvis Przibram havde målt med bedre tidsopløsning ved at tegne flere punkter ind i Fig. 1, kunne han også have taget næste skridt i teoriens udvikling. Man bemærker nemlig at trajektoriet i Fig. 1 virker differentiabelt med kontinuert afledte, og *ikke* er fraktalt som trajektorier i Einsteins teori. Men næste skridt blev taget af fysikere.



Figur 1. Eksempel på Przibrams motilitetsdata, trajektorie for protozo fra [2].

Fra matematisk analogi til standard-model

Einstein antog i sin modellering af Brownske bevægelser at den inertielle masse af kolloide partikler kan negligeres; se [8]. Smoluchowski rejste i 1916 spørgsmålet om hvordan inert i ville ændre på (1). Fürth [5] og Ornstein [6] besvarede dette spørgsmål uafhængigt af hinanden [7], og fandt at (1) erstattes af

$$\langle \vec{d}(t)^2 \rangle = 2n_{\text{dim}}D(t - P(1 - e^{-t/P})) , \quad (3)$$

hvor P kaldes *persistence time* på engelsk, og karakteriserer den tid som en given hastighed "huskes" af en Brownisk partikel eller motil organisme.

Fürth, en fysiker ved Det Tyske Universitet i Prag, hvor Einstein havde været professor i 1911-12, studerede protozoers bevægelser som Przibram, og gentog i

første omgang Przibrams resultat, tilsyneladende uden at kende det [4]. Senere fandt Fürth at hans data *ikke* var beskrevet af (1). Han udstyrede derfor en random walker på et gitter med "vedholdenhed" (persistence) ved at indføre en tendens til at næste skridt foretages i det foregående skridts retning. Det gav (3) i kontinuumsgrænsen for gitter-resultatet, og denne ligning beskrev hans data for protozoer [5].

Ornstein løste Langevin's ligning fra 1908 (ligning (1) i [8]), siden kendt som Ornstein-Uhlenbeck (OU) processen. Dens løsning giver også (3), med $P \equiv m/\gamma$. I modsætning til Fürths teori, beskriver OU-processen en kontinuert bevægelse i rum og tid. Den fysiske tolkning af OU-processens tre led har ganske vist ingen mening for celler. Deres hastigheder måles i *mikrometer per time*, så deres inertielle masse betyder absolut intet for deres bevægelse, friktion med omgivelserne heller intet, og det er ikke termiske kræfter der accelererer celler. Men som matematisk model er OU-processen den simplest mulige af sin art, som den harmoniske oscillator, brintatomet og Ising-modellen. Dertil passede den med de tidligste data. Så OU-processen blev standard-modellen for motilitet. Vi kan skrive den

$$P \frac{d\vec{v}}{dt} = -\vec{v} + \sqrt{2D} \vec{\eta} , \quad (4)$$

hvor hver komponent af $\vec{\eta}$ er en ukorreleret, normeret hvid støj,

$$\langle \vec{\eta}(t) \rangle = \vec{0} ; \quad \langle \eta_j(t') \eta_k(t'') \rangle = \delta_{j,k} \delta(t' - t'') . \quad (5)$$

Her er $\delta(t)$ Diracs delta-funktion, og $\vec{\eta}(t)$ antages også ukorreleret med $\vec{v}(t')$ for $t \geq t'$. Fürths formel, (3), kan udledes af (4) og (5), men fås også i visse andre, beslægtede teorier. Den var ofte det eneste aspekt af teorien som afprøvedes på eksperimentelle data, og med god grund, datidens forhold taget i betragtning.

Gail og Boone (1970) er nok de første som modellerede celle-motilitet med (3). De gennemførte et tidsstudie af fibroblaster fra mus ved at måle celle-positioner hver 2.5 time. De fittede deres resultater rimeligt godt med (3). Siden da er celle-motilitets-data rutinemæssigt blevet fitted med (3). Denne lignings overensstemmelse med data kan være imponerende og er som regel tilfredsstillende—nogle gange begrundet i størrelsen af eksperimentelle fejl og for få målepunkter til tider t der er sammenlignelige med P . Data med denne egenskab kan ikke skelne (3) fra andre funktioner som hurtigt nærmer sig $2n_{\text{dim}}D(t - P)$.

Differentierer man (3) to gange, får man i stedet hastighedskorrelationsfunktionen frem,

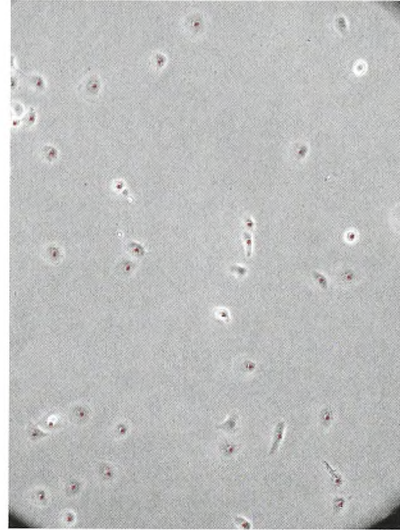
$$\phi(t) = \langle \vec{v}(0) \cdot \vec{v}(t) \rangle = \frac{n_{\text{dim}}D}{P} e^{-|t|/P} . \quad (6)$$

Eksperimentelle resultater for hastighedskorrelationsfunktionen er mere velegnede til at vise om OU-processen kan være en rimelig model for givne data.

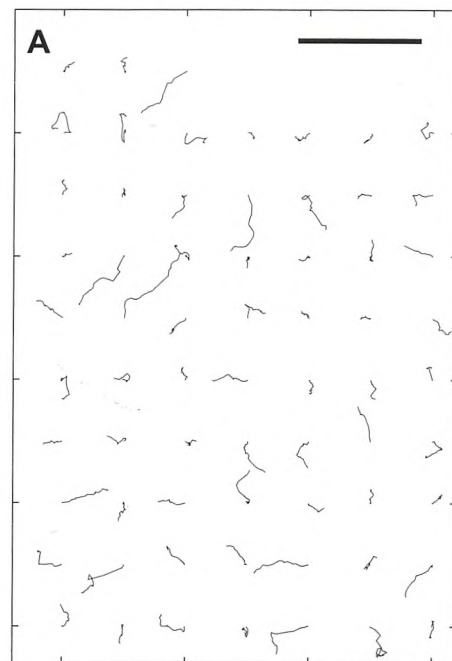
Men eksperimentelle resultater for hastigheder beregnes som forskelle mellem målte positioner. Det giver et tab af nøjagtighed, der stiller krav til eksperimentel præcision og statistik, som man dårligt kunne opfylde før computer tracking blev udbredt.

Computerne kommer på scenen

Da vi for nylig ville karakterisere humane cellers motilitet på forskellige overflader gav computer tracking (Fig. 2) os så mange data at vi var i en ny situation



Figur 2A. Isolerede humane overhudceller (keratinocytter) kravler naturligt rundt og leder efter andre celler af samme slags som de kan hægte sig sammen med. For hvis de ikke er omgivet af naboceller "tror" de at de er nabo til et sår, og de er fra naturens side programmeret til på den måde at hele sår når de opstår. Hver celledes position er blevet markeret med en prik midt i cellekernen. Positionerne fotograferes hvert 15 min. for at følge cellernes trajektorier.



Figur 2B. Trajektorier som de viste udgør de rå data man undersøger statistisk for at finde en passende stokastisk model for keratinocytters motilitet. Den sorte bjælke er 0.2 mm lang.

m.h.t. modellering: Vi var ikke henvist til at undersøge om en models konsekvenser stemmer med data. Vi kunne undersøge modellen *selv* i alle dens led, og inden vi gjorde det, kunne vi først undersøge om antagelserne som modellen bygger på, er opfyldt. Vi fandt at cellerne opførte sig konsistent med antagelsen om at deres omgivelser var isotrope, homogene og konstante i tid. Dermed kunne vi tillade os at midle måleresultater over alle retninger, steder og tidspunkter. Det gav bedre statistik i en undersøgelse af teorien selv.

“One size fits all” erstattes med skræddersyet teori

Teorien i (4) siger at for en given hastighed $\vec{v}$ har man i

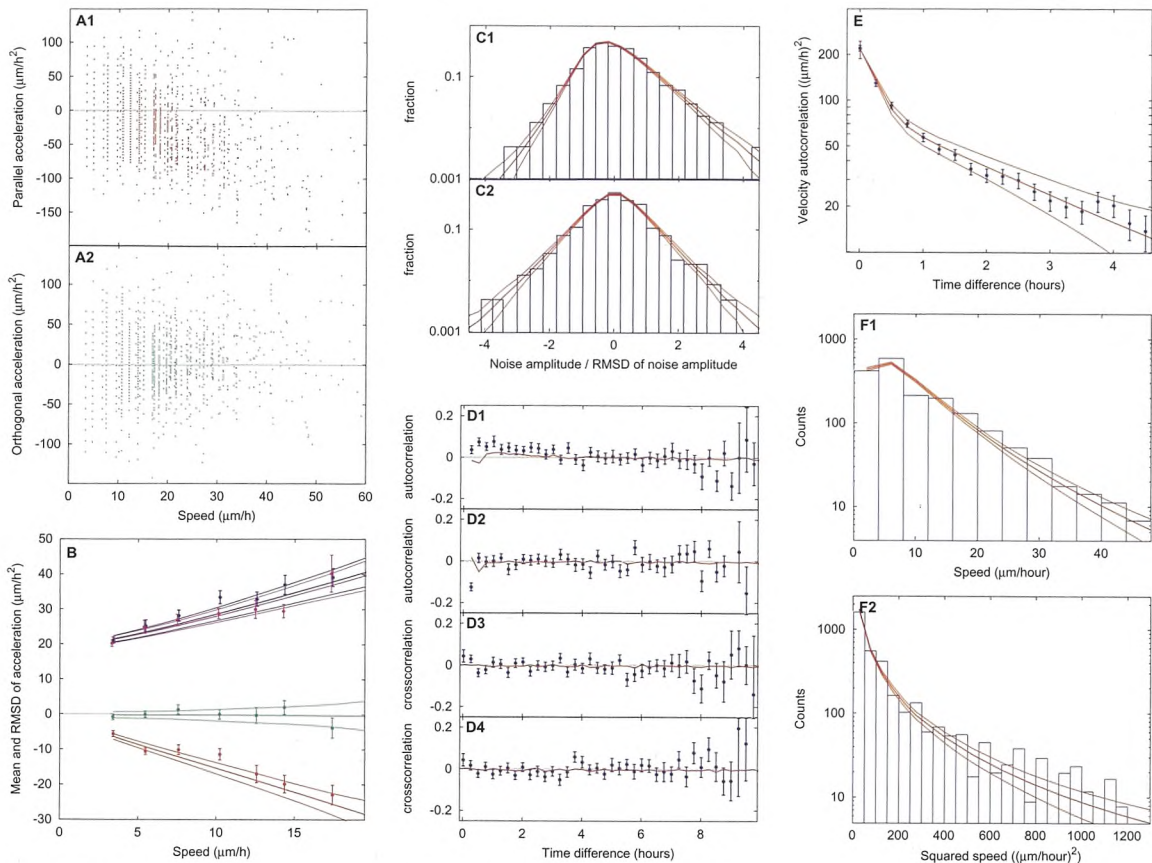
middel en acceleration der er proportional med $\vec{v}$,

$$\left\langle \frac{d\vec{v}}{dt} \right\rangle_{\vec{v}} = -\vec{v}/P . \quad (7)$$

Figur 3AB viser at dette faktisk også er tilfældet for de eksperimentelle data. Teorien i (4) siger også at

$$\frac{d\vec{v}}{dt} - \left\langle \frac{d\vec{v}}{dt} \right\rangle_{\vec{v}} = \frac{d\vec{v}}{dt} + \vec{v}/P = \sqrt{2D}\vec{\eta} , \quad (8)$$

altså at denne størrelse i OU-teorien er en hvid støj med samme hastigheds-uafhængige amplitude i alle retninger.



Figur 3. Statistik opsamlet fra trajektorier som de der er vist i Fig. 2B. **A:** Accelerationens to komponenter som funktion af farten. Panel A1/A2 viser accelerationen parallel med/ortogonal på hastigheden. De to funktioner er ikke funktioner i gængs forstand, men er i overensstemmelse med ligning (4), hvis graf ikke er en kontinuert kurve, men et scatter-plot hvor “scatter” kommer fra $\eta(t)$. **B:** Middelværdi og standard afvigelse som funktion af farten for data vist i Panel A. Røde og grønne datapunkter er middelværdier for røde og grønne data i Panel A. Lilla og magenta datapunkter er tilsvarende standardafvigelser. Datapunkterne viser matematiske egenskaber ved den teori for data vi søger. Kurverne gennem datapunkterne er de samme størrelser, plus/minus én standardafvigelse, beregnet med den endelige teori, givet i (9). **C:** Histogrammer af scatter vist i A, målt i forhold til middelværdierne vist i B, og i enheder af standardafvigelserne vist i B. De viste kurver er ikke fits til de viste data, men resultat af (9). **D:** Korrelationsfunktioner for scatter vist i A. D1 og D2 viser autokorrelationen for de to komponenter, D3 og D4 viser komponenternes korrelation med hinanden, for positiv og negativ tidsforskel. De mange viste værdier er næsten alle uskelnelige fra nul. Derfor er det berettiget at modellere scatter i data med en ukorreleret støj som i (5). Det er et eksperimentelt resultat for den teori vi søger. **E:** Autokorrelationsfunktionen for hastigheder, beregnet fra trajektorier som vist i Fig. 3B. Den er ikke en simpel eksponentialfunktion som i (6). Men summen af to eksponentialfunktioner fitter data perfekt, og den søgte teori antages derfor at have denne relativt simple korrelationsfunktion. Kurverne gennem datapunkterne er samme korrelationsfunktion, plus/minus én standardafvigelse, beregnet med den endelige teori givet i (9), efter at denne var fittet til de her viste data og, samtidigt hermed, til data vist i Panel B og F. **F:** Histogrammer af henholdsvis farten og (farten)² aflæst af trajektorier som i Fig. 2B. De viste kurver er de samme størrelser beregnet med teorien i (9), efter at denne var fittet til data.

Fig. 3B viser root-mean-square-deviation (RMSD) af denne støjs komponenter som funktion af farten. De to komponenter ses at have uskelnelige amplituder, men disse amplituder er tydeligvis *ikke* uafhængige af farten! Her ser vi de eksperimentelle data forkaste OU-processen som model! Det gør støjens fordeling, vist i Fig. 3C også. Den er ikke Gaussisk som i OU-processen. Men iøvrigt er støjen ukorreleret som i (5), ser vi i Fig. 3D.

Hastigheds-auto-korrelationsfunktionen, som i OU-processen er en simpel eksponential-funktion, (6), ses i Fig. 3E. Den er perfekt fittet af en *sum* af to eksponential-funktioner. Her forkaster de eksperimentelle data nok engang OU-processen som model.

Endelig er sandsynlighedsfordelingen for hastigheden vist på to forskellige måder i Fig. 3F. I OU-processen er denne fordeling Gaussisk i 2 dimensioner, og derfor en ret linie i Fig. 3F2. Det er den eksperimentelle fordeling langt fra, ser vi, og det er det fjerde aspekt af data som forkaster OU-processen som model.

De her viste data er så rige på information at man, med få og små antagelser, entydigt kan finde den teori der skal til for at beskrive data [8]. Det er dén teori der er vist som fuldt-optrukne kurver gennem datapunkterne i Fig. 3. Den er givet ved den stokastiske integro-differentialligning

$$\frac{d\vec{v}}{dt}(t) = -\beta \vec{v}(t) + \alpha^2 \int_{-\infty}^t dt' e^{-\gamma(t-t')} \vec{v}(t') + \sigma(v(t)) \vec{\eta}(t) , \quad (9)$$

hvor

$$\sigma(v) = \sigma_0 + \sigma_1 v . \quad (10)$$

Her repræsenterer integralet over fortiden en slags hukommelse: Accelerationen til et givet tidspunkt afhænger ikke kun af hastigheden til samme tidspunkt, men også af tidligere hastigheder, vægtet aftagende med afstanden bagud i tid.

Bemærk ligheden med den hydrodynamisk korrekte teori i [8]. Motilitetsmodeller og modeller for Brownske bevægelser bliver ved med at ligne hinanden selvom begge er gjort væsentligt mere komplicerede her! Men iøvrigt er konklusionen at med de rige data man nu kan måle sig til, kan og bør man ikke nøjes med den simplest mulige model, OU-processen. "One size fits all" passer ikke mere. Motilitetsmodeller skal skræddersys efter mål, de målte data.

Vi har skitseret de førte fænomenologiske skridt af den proces: Hvordan man plotter og læser data på en måde så man kan formulere matematiske egenskaber ved en endnu ukendt teori. Når det er gjort, skal der anvendes matematik for at konstruere en model med de krævede egenskaber. Kan det lade sig gøre, skal der mere matematik til at afklare om den fundne teori er unik eller har konkurrenter der opfylder de samme krav fra data. To eksempler på teorier og deres udledning findes i [8].

Litteratur

- [1] R. Brown (1828), *A brief Account of Microscopical Observations in the Months of June, July and August, 1827, on the Particles contained in the Pollen of Plants, and on the general Existence of active Molecules in Organic and Inorganic Bodies*. Phil. Mag. N.S., **4**, 161.
- [2] K. Przibram (1913), *Über die ungeordnete Bewegung niederer Tiere*. Pflügers Arch. Physiol., **153**, 401.
- [3] H. Flyvbjerg, K. Berg-Sørensen og L. Oddershede (2005), *Brownske bevægelser, fra Einstein til optiske pincetter*. Dette nummer af KVANT, side 6.
- [4] R. Fürth (1917), *Einige Untersuchungen über Brownsche Bewegung an einem Einzelteilchen*. Ann. Phys. **53**, 177.
- [5] R. Fürth (1920), *Die Brownsche Bewegung bei Berücksichtigung einer Persistenz der Bewegungsrichtung. Mit Anwendungen auf die Bewegung lebender Infusorien*. Z. Physik **2**, 244.
- [6] L. S. Ornstein (1918), *On the Brownian Motion*. Proc. Amst., **21**, 96.
- [7] G. E. Uhlenbeck og L. S. Ornstein (1930), *On the Theory of Brownian Motion*. Phys. Rev. **36**, 823.
- [8] D. Selmecki, S. Mosler, P. H. Hagedorn, N. B. Larsen, and H. Flyvbjerg (2005), *Cell Motility as Persistent Random Motion: Theories from Experiments*. Biophys J., to appear.



Henrik Flyvbjerg er teoretisk fysiker, dr.scient., seniorforsker i Biosystemer og Dansk Polymer Center på RISØ. David Selmecki er eksperimentalfysiker, PhD-studerende i Budapest, og taler flydende dansk efter at have været gæstestuderende på RISØ.



Peter Hagedorn er teoretisk fysiker, PhD-studerende i Biosystemer på RISØ. Niels B. Larsen er kemiker, PhD, seniorforsker i Biosystemer og Dansk Polymer Center på RISØ og adjungeret professor ved SDU.

Opgave-hjørnet - Vipning af flyvemaskine og diskussion af relativistisk tyngdepunktsforskydning

Jens Højgaard Jensen, IMFUFA, Roskilde Universitetscenter

Her bringes løsning og kommentar til opgaven fra sidste nummer samt en ny opgave. Opgaven i sidste nummer af KVANT var denne breddeopgave fra RUC (fra sommereksamen 2000, nr. 20 i rækken i KVANT):

20. Vipning af flyvemaskine

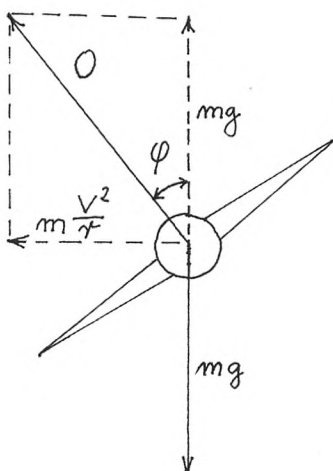
Hvorfor hælder/vipper en flyvemaskine ved kursændring? Hvordan hænger vipningen og kursændringen sammen? Begrund svarene.

Løsning

En ligeud flyvende flyvemaskine holdes oppe af en opdriftkraft vinkelret på planet udspændt af vingerne og flyets krop. Opdriftkraften skyldes trykfordelinger omkring flyet i sammenhæng med luftstrømningerne omkring flyet. Når flyet vipper følges systemet af luftstrømme og fly ad. Derfor vipper opdriftkraften, O , også, således at den får en vandret komponent. Og det er denne vandrette komponent, der sørger for kursændringen. Uden vipning ingen vandret komponent af opdriftkraften og ingen kursændring. Derfor vipper en flyvemaskine ved kursændring.

Forudsættes det, at flyet holder højde under kursændringen, så må opdriftkraftens lodrette komponent være lig med og modsat rettet tyngdekraften. Kaldes flyets fart v , krumningsradius af dets banekurve under kursændring r og flyets masse m , må opdriftkraftens vandrette komponent være lig med $m \cdot v^2/r$. Af figuren ses da, at sammenhængen mellem vipningen (givet ved vinklen ϕ) og kursændringen (udtrykt ved r) er:

$$\tan \phi = v^2/(r \cdot g) \quad (1)$$



Figur 1. Sammenhængen mellem vipning og kursændring.

Kommentar

Den opgave fra den forudgående undervisning på bred-demodulkurset, der i min optik er mest beslægtet med flyvemaskineopgaven, er:

Hvor stor hældning skal en motorvej anlægges med i en kurve? Begrund svaret.

Denne opgave er i mere udfoldede former almindeligt forekommende i mekaniklærebøger. Den har i den åbne formulering her også været stillet ved den første bred-demoduleksamen sommeren 1976. En af fordelene ved, at breddemoduleksamen på RUC er uden hjælpemidler, er, at vi ikke er forhindret i også at stille centrale standardopgaver, som vi ville være, hvis lærebøgerne måtte medbringes til eksamen.

Den optimale hældning af en motorvej i en kurve er den, der kan tvinge en bil sikkert rundt i kurven, selvom vejen er isbelagt, dvs. selvom gnidningskraften fra vejen på bilen, parallel med vejbanen og vinkelret på bilens køreretning, er tilnærmelsesvis nul. I dette tilfælde er flyvemaskinens og bilens kursændringer helt analoge fænomener. Den ovenstående figur for involverede kræfter og kraftkomponenter for en flyvemaskine ved kursændring kan overtages for bilen i den isglatte motorvejskurve alene ved at erstatte opdriftkraften O med normalreaktionen N fra vejen på bilen. Og svaret på hvor stor en hældning (udtrykt ved vinklen ϕ) en motorvej skal anlægges med i en kurve (karakteriseret ved kurvens krumningsradius r) er derfor også givet ved ligning (1).

Ved eksamen var det imidlertid kun i 3 ud af 11 af besvarelserne af flyvemaskineopgaven, at der argumenteredes på den analoge måde til den måde, de fleste ville besvare motorvejsopgaven på. Blandt de øvrige besvarelser var mange præget af vanskelige overvejelser over, hvordan et fly bærer sig ad med at vippe, som en (ikke gennemførlig) vej frem mod at besvare spørgsmålet om sammenhængen mellem vipning og kursændring. Der tænkes altså i årsager og deres virkninger. Hvorimod der i min ovenstående og de 3 af besvarelserne tænkes i den lovmæssighed, at cirkelbevægelse og centripetalkraft hænger sammen. Og en sådan lovmæssighedsstyret tankegang er åbenbart mere abstrakt og krævende end en tankegang, der efterforsker mekanismer. Det abstrakte i analogien gjorde det svært for flertallet af de studerende at overføre deres erfaringer fra motorvejsopgaven til flyopgaven. Formentlig ville de f.eks. have haft nemmere ved at overføre erfaringerne til den udvidede motorvejsop-

gave at bestemme den tværgående gnidningskraft fra vejen på bilen, når bilens hastighed ikke er afstemt efter motorvejshældningen. Selvom denne opgave er mere teknisk besværlig end flyopgaven og kræver en anden slags tegning af indgående kræfter end på figuren, så handler den om fænomener og mekanismer i lige forlængelse af den første motorvejsopgave. Hvis bilen f.eks. kører ind i motorvejskurven med for lav fart vil de fleste jo fornemme, at den vil skride sidelæns ned af vejbanen, hvis ikke dæk og vej griber fat i hinanden, så det forhindres. Man vil fornemme vejgrebet/gnidningskraften som en reaktion på skridningstendensen. I modsætning hertil er der ikke tilsvarende fornemmelser at støtte sig til ved behandling af flyproblemet. Her er man alene overladt til abstrakt fysikertankegang.

Didaktiske overvejelser

Kirsten Ringgaard Jensen har behandlet den pointe, jeg forsøger at skitsere her, i et nyligt speciale fra RUC med titlen "Fysiske forklaringer i undervisning" (IMFUFA tekst nr. 425). Hun gør opmærksom på, at faget fysik betjener sig af to væsensforskellige slags forklaringer. Dels hvad hun, med henvisning til den bredere erkendelsesteoretiske/filosofiske litteratur, kalder *nomologiske forklaringer*. Og dels hvad hun kalder *kausale forklaringer*. Ved en nomologisk forklaring (ordet *nomos* er fra græsk og betyder regel eller lov) består forklaringen af et fænomen i at redegøre for, hvordan fænomenet er udtryk for gennemsnittet af en overordnet lovmæssighed under de foreliggende omstændigheder. Ved en kausal forklaring (ordet kausal er fra latin og betyder årsagsbestemt) består forklaringen af et fænomen i at redegøre for, hvad i de foreliggende omstændigheder der forårsager fænomenet. Selvom der oftest ved forklaringer i fysik er tale om et miks af de to forklaringstyper, er det didaktisk set vigtigt for fysikundervisere at gøre sig forskellen klar. Og at de går i dialog med deres elever og studerende om forskellen. Fordi kausale forklaringer tilsyneladende er nemmere fordøjelige end nomologiske forklaringer for elever og studerende.

Som illustration af forskellen mellem nomologiske forklaringer og kausale forklaringer benytter KRJ bl.a. den første i denne række af breddeopgaver (i KVANT nr. 1, marts 2000, side 24):

Hvor stor er kraften mellem fod og pedal i forhold til gnidningskraften mellem vej og dæk ved cykling? Be- grund svaret.

En nomologisk orienteret måde at besvare denne opgave på kører af et spor, der kunne se sådan ud: En del af den løbende sænkning af cyklistens indre energi går til arbejde på pedalen. Den anden del af sænkningen går til varmeafgivelse fra cyklisten til først og fremmest luften. Delen af sænkningen i cyklistens indre energi, der går til pedalarbejde, må på grund af energibevarelse for cykel, cyklist og omgivelser under et være lig med

den ydre genererede energi. (Udover cyklistens direkte opvarmning af omgivelserne). Uanset om denne ydre energi har form af øget energi i den omgivende luft ved overvindelse af luftmodstand, af øget potentiel energi ved kørsel op ad bakke eller af øget kinetisk energi ved acceleration. På den anden side må den ydre genererede energi ifølge mekanikkens arbejdssætning også være lig med gnidningskraftens arbejde på cykel plus cyklist, forudsat der ikke finder energiophobning sted i cyklen. Gnidningskraftens arbejde og pedalkraftens arbejde er altså lige store. Opgaven løses herefter hurtigt ved at sætte pedalkraft gange pedalflytning lig med veikraft gange cykelflytning som vist i KVANT nr. 1, marts 2000, side 26.

En kausalt orienteret måde at løse opgaven på kører af et spor, der kunne se sådan ud: Først ses på systemet pedal plus forreste tandhjul plus et stykke af kæden. Ved at udnytte, at det samlede kraftmoment på systemet må være nul, udregnes sammenhængen mellem pedalkraft og kædetræk. Ved at udnytte, at den samlede kraft på kædestykket mellem forreste og bagerste tandhjul må være nul, har vi herefter kædetrækket på bagerste tandhjul. Ved at udnytte, at det samlede kraftmoment på systemet baghjul plus det bagerste tandhjul plus et stykke af kæden må være nul, findes sammenhængen mellem kraften fra vejen på baghjulet og kædetrækket. Og dermed sammenhængen mellem veikraft og pedalkraft.

Det var den første, nomologisk orienterede opgavebesvarelse jeg havde i tankerne, da jeg stillede opgaven til eksamen. Og det er også denne måde jeg har besvaret opgaven på i KVANT. Ved eksamen var der imidlertid ingen af de 11 besvarelser, der fulgte dette spor, styret af energibevarelse. Alle forfulgte med større eller mindre held det andet, kausalt orienterede spor, styret af kausalkæden (undskyld!): Først er der foden, der trykker. Det får så tandhjulet til at dreje. Og det får kæden til at strammes. Hvilket igen får det andet tandhjul og baghjulet til at dreje. Endelig udvirker det gnidningskraften mellem vej og dæk.

For så vidt angår cykelopgaven er den kausalt orienterede løsningsstrategi lige så god som min nomologisk orienterede. Den kausale giver en smule flere mellemregninger end den nomologiske, men er klart gennemførlig. Det er jo imidlertid ikke altid, at et kausalt ræsonnement er gennemførligt, fordi der findes et nomologisk ræsonnement, som er det. F.eks. er det ikke tilfældet i flyopgaven. Hverken jeg eller KRJ drager derfor den slutning af elevers og studerendes større vanskeligheder med nomologiske forklaringer end med kausale forklaringer, at nomologiske forklaringer skal undgås i undervisningen. Tværtimod er demonstrationen af nomologiske forklaringer et tilbud, som specielt faget fysik er særligt leveringsdygtig i. Det er fremfor andre fag først og fremmest i fysik, at der kan sættes fokus på, at det at forstå ikke kun er et spørgsmål om at kende til mekanismer, men også at indse lovbundetheder. Og den indsigt har betydning for

såvel elevers og studerendes kognitive udvikling, som for deres omverdensforståelse og deres selvforståelse.

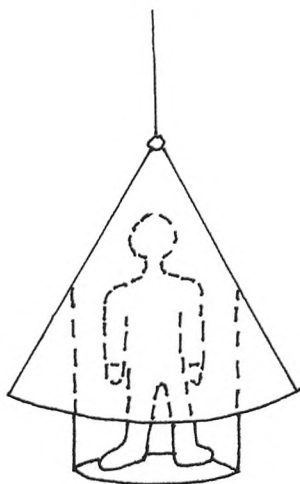
Men det er vigtigt, at såvel underviserne som deres elever eller studerende er opmærksomme på, at det måske også netop er de nomologiske forklaringer, der gør fysik til et svært fag.

Inden næste nummer af KVANT udkommer kan læserne eventuelt overveje denne breddeopgave (fra sommereksamen 1997, nr. 21 i rækken i KVANT):

21. Dykkerklokke

I 1628 kæntrede det svenske flagskib Wasa på sin jomfrurejse i Stockholms havn og sank på 30 m's dybde. Inden dets nøjagtige position gik i glemmebogen i ca. 300 år lykkedes det i 1664 at bjerge 53 af skibets kostbare bronzekanoner. Ved bjergningen benyttedes dykkerklokker, der i princippet så ud som antydnet på figuren, dvs. som et omvendt kræmmerhus i et tov og med et påhægtet ståbrædt under det.

Hvor højt stod vandet i klokken, når den var sænket ned ved siden af vraket? Begrund svaret.



Figur 2. Dykkerklokke.

Løsning og kommentar bringes i næste nummer.

Relativistisk tyngdepunktsforskydning

I december-nummeret af Kvant (nr. 4, 2004) diskuteres den relativistiske tyngdepunktsflytning og der udbedes kommentarer til diskussionen, nedenfor kaldet *disk1*. Jeg har et par punkter der måske kan lette lidt på 'de filtrede tråde'.

Den første ligning (1) i *disk1* gælder kun i grænsen for lave hastigheder (som der muligvis sigtes til via Jeppe Dyres kommentar). Den korrekte version - i første omgang for to legemer med hvilemasse m og M - udledes fra bevarelsen af den relativistiske impuls, $\gamma\beta mc$:

$$\gamma_M M \frac{dx_M}{dt} = \gamma_m m \frac{dx_m}{dt} \quad (2)$$

hvorfra man finder ved at integrere over t idet (M)

bevæger sig afstanden x og (m) afstanden $L - x$:

$$\gamma_M M \cdot x = \gamma_m m \cdot (L - x) \quad (3)$$

hvor som vanligt $\gamma_x = 1/\sqrt{1 - v_x^2/c^2}$ og $\beta = v/c$. Her giver γ_m kun mening hvis partiklen med massen m har en hvilemasse.

I tilfældet hvor der udsendes en foton er det den 'endnu ukendte masse' (med Borns ord) m vi gerne vil finde. I dette tilfælde fås

$$\gamma_M M \cdot x = m \cdot (L - x) \quad (4)$$

hvor m er massen for hvilken vi endnu ikke kender sammenhængen med energien.

Kombinerer man ligning (4) med

$$(L - x)/c = x/v \quad (5)$$

som var korrekt i *disk1* fås:

$$v/c = m/\gamma_M M \quad (6)$$

der kan indsættes i impulsligningens relativistiske udgave

$$E/c = \gamma_M M \cdot v \quad (7)$$

hvorved man opnår

$$E = mc^2 \quad (8)$$

som *eksakt* er det ønskede, dvs. den til strålingsenergien ækvivalente masse. Der er ikke anden forskel på denne udledning og den tidligere i *disk1*, ligning (1)-(6), end at γ_M er inkluderet korrekt.

Konklusionen er at en flytning af tyngdepunktet også relativistisk kræver en ydre kraft, hvis blot man benytter sig af de 'relativistiske masser' hvor Lorentz faktoren er inkluderet som i ligning (2). Det er altså ikke rigtigt at "Det helt grundlæggende i den klassiske mekanik, at tyngdepunktet i et hvilende system ikke kan sætte sig i bevægelse uden ydre påvirkninger, gælder ikke relativistisk." og fejlen optræder af to årsager: Fotonens energi under udsendelsen omsættes direkte til en forøgelse af kassens hvilemasse og der kombineres relativistiske og ikke-relativistiske ligninger. Hvis der i udgangssituationen antages en totalenergi på $(m+M)c^2$ er det klart at kassen kun kan bevæge sig på bekostning af at fotonenergien ikke kan blive $E = mc^2$. Der skal altså regnes på impulsbevarelse (som er rigtigt for $v/c \ll 1$ i *disk1*, ligning (1)-(6)) og ikke på en antagelse om udgangssituationens energi.

Dette 'Gedankenexperiment' blev oprindeligt publiceret af Einstein i *Annalen der Physik* **20**, 627 (1906).

Ulrik I. Uggerhøj
Institut for Fysik og Astronomi
Aarhus Universitet

Svar til Ulrik I. Uggerhøj

Af Jens Højgaard Jensen

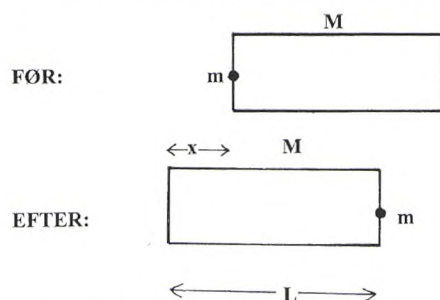
Ulrik I. Uggerhøj (UIU) skal have tak for at have reageret på min opfordring i decembernummeret af KVANT til at kommentere mine – for mig selv paradoksale – udregninger af tyngdepunktsflytningen i Max Borns tankeeksperiment. Jeg vil forsøge at svare, selvom relativitetsteori – som antydnet i decembernummeret – ikke er min hjemmebane:

1. Inspireret af UIUs kommentar kan jeg godt se, at der i systemet, hvor den samlede impuls er nul, gælder, “at en flytning af tyngdepunktet også relativistisk kræver en ydre kraft, hvis blot man benytter sig af ‘relativistiske masser’”. For et system af punktformige partikler er det således definerede tyngdepunkt givet ved:

$$x_{cm} = \frac{\sum (E_i/c^2)x_i}{\sum E_i/c^2}, \quad (9)$$

idet der ved ‘relativistiske masser’ netop forstås $m_i = E_i/c^2$. Der er altså tale om et tyngdepunkt for systemets energier, E_i . Hvis disse energier er konstante i tiden giver differentiation af (9), at dx_{cm}/dt er nul, fordi $p_i = (E_i/c^2)dx_i/dt$ for hver partikel (uanset om den har hvilemasse eller ej) og fordi den samlede impuls $\sum p_i$ er nul. Sætningen om tyngdepunktets bevarelse kan altså med den justerede definition af tyngdepunktet opretholdes for et isoleret system af punktformige partikler, der ikke vekselvirker med hinanden. Den kan også opretholdes, hvis partiklerne vekselvirker punktvis og momentant, idet momentane omlejringer af nogle af energierne E_i på grund af energibevarelsen ikke ændrer x_{cm} , hvis de pågældende energier befinder sig i samme punkt. Men kan sætningen om tyngdepunktets bevarelse opretholdes for lyskvantet og kassen i Max Borns tankeeksperiment? Kassen er jo ikke en punkt-partikel.

2. Jeg kendte ikke til Einsteins artikel fra 1906, som UIU gør opmærksom på. Oprindeligt fandt jeg frem til Max Borns fremstilling (i en lærebog) via en henvisning i E.S. Johansens lærebog Mekanisk Fysik I, 2. oplag, 1945, side 361, hvor tankeeksperimentet også gennemgås. Hverken i Max Borns eller i E.S. Johansens lærebog henvises der til Einsteins artikel. Jeg vil herefter omtale tankeeksperimentet som Einsteins.



Figur 3. Einsteins tankeeksperiment.

3. Da UIU og jeg tilsyneladende taler forbi hinanden, vil jeg for præciseringens skyld i korthed repetere

Einsteins tankeeksperiment og mine heraf afledte problemer. Essensen i tankeeksperimentet kan, sådan som både Einstein, Max Born og E.S. Johansen fremstiller det, pointeres ved figur 3.

Der er et før og et efter. Før er den stillestående kasse med massen M og længden L forsynet med en ekstra masse m i sin venstre endevæg. Efter er den stillestående kasse rykket stykket x mod venstre og forsynet med den ekstra masse m i sin højre endevæg. Da tyngdepunktet ligger fast, gælder der:

$$Mx = m(L - x) \quad (10)$$

Men hvad nu, hvis det ikke var affyring og absorption af en geværkugle inden i kassen, men udsendelsen og absorptionen af et lyskvant inden i kassen, der havde flyttet kassen? Så må der også være overført noget masse fra den højre endevæg til den venstre endevæg i overensstemmelse med (10), hvis vi går ud fra, at tyngdepunktet ikke kan flytte sig uden påvirkninger udefra. Ligningen viser at den overflyttede masse m må være lig med $Mx/(L - x)$. På den anden side kan vi udregne lyskvantets energi til at være $E = Mc^2x/(L - x)$ ved kombination af den klassiske impulsbevarelsesligning $E/c = Mv$ og ligningen $(L - x)/c = x/v$ for tiden det tager lyskvantet at bevæge sig fra den ene endevæg til den anden og tiden det tager kassen at bevæge sig afstanden x . Sammenholdt fås $E = mc^2$, alene ud fra klassisk mekanik og sammenhængen imellem impuls og energi for elektromagnetiske felter.

Men det vi har bevist er kun tilnærmelsesvis Einsteins energi-masse-ækvivalensrelation. Relationen siger, at den overflyttede masse fra den ene endevæg til den anden er ækvivalent med den overflyttede energi fra den ene endevæg til den anden. Og den overflyttede energi er kun tilnærmelsesvis det samme som lyskvantets energi, da energien mc^2 ved emissionen omsættes til E og kassens kinetiske energi, ligesom energiforøgelsen af kassens højreside ved absorptionen både kommer fra lyskvantets energi og kassens kinetiske energi. Einstein, Max Born og E.S. Johansen gør da også alle opmærksom på, at deres regninger er approksimative.

4. I UIUs udregning af $E = mc^2$ eksakt står m ikke for den på figur 3 overførte masse, men for “den til strålingsenergien ækvivalente masse”. Som jeg forstår udregningen, siger den alene, at hvis vi med m for et lyskvant mener proportionalitetskonstanten mellem impuls og hastighed, $p = mc$, så følger det af $p = E/c$, at E er lig mc^2 . Og det har ikke så meget med Einsteins tankeeksperiment at gøre.

5. Jeg regner stadig mine eksakte relativistiske regninger i december nummeret på Einsteins kasse for rigtige. Da energien før og efter lyskvantet er $Mc^2 + mc^2$ og under lysets transport fra den ene væg til den anden væg er $E + \gamma_M Mc^2$, må energibevarelsen indebære $E = mc^2 - Mc^2(\gamma_M - 1)$. Og sammenholdes det med impulsbevarelsesligningen $E/c = \gamma_M Mv$ kan $\frac{v}{c}$ findes til at være:

$$v/c = \frac{2m/M + (m/M)^2}{2 + 2m/M + (m/M)^2} \quad (11)$$

Dette kan herefter, som gjort i december-nummeret, indsættes i $(L - x)/c = x/v$ til bestemmelse af x udtrykt ved m , M og L . Eller det kan indsættes i UIUs ligning (4) med m forstået som E/c^2 (og $E = mc^2 - Mc^2(\gamma_M - 1)$). Da UIUs ligning (4) er en kombination af hans ligninger (5) og (6), er det ikke overraskende, at der i begge tilfælde fås samme resultat, nemlig:

$$x = \frac{m}{m+M}L - \frac{1}{2} \left(\frac{m}{m+M} \right)^2 L \quad (12)$$

Sammenholdt med x bestemt af ligning (10) viser ligning (12), at tyngdepunktet i Einsteins tankeeksperiment, når der regnes eksakt relativistisk, tværtimod at ligge fast altså flytter sig afstanden:

$$\Delta x_{CM} = \frac{1}{2} \left(\frac{m}{m+M} \right)^2 L \quad (13)$$

Udgangspunktet for Einsteins klassiske og approksimative regning på kassen med resultatet $E = mc^2$ var, at kassens tyngdepunkt lå fast svarende til ligning (10), i betragtning af at der ikke er nogen ydre påvirkninger af kassen. Men regnes der i overensstemmelse med Einsteins relativitetsteori finder der altså ironisk nok en tyngdepunktsflytning sted uden ydre påvirkning.

6. Efter at have tænkt yderligere over sagen og læst i A. P. French: Special Relativity, s. 27 (UIUs henvisning) tror jeg imidlertid alligevel ikke, at udregningen modbeviser, at tyngdepunktet i et hvilende system ikke kan sætte sig i bevægelse uden ydre påvirkninger. Einsteins kasse er nemlig principielt set ikke et system, der kan regnes eksakt på. Da begrebet 'stift legeme eksakt set ikke er af denne verden.

Allerede klassisk set må man gå ud fra, at energien, der i Einsteins tankeeksperiment frigives fra den ene endevæg fordeler sig på svingningsenergi for kassen som helhed og energiabsorption i den anden endevæg, og ikke alene omsættes til det sidste, som antaget. Som illustration overlades følgende opgave til læseren:

Et system består af to ens masser af størrelsen $\frac{M}{2}$, der er indbyrdes forbundne med en fjeder. Fra den ene masse affyres en pistolkugle med masse m , som dernæst absorberes i den anden masse. Tiden for passagen af pistolkuglen fra den ene masse til den anden er forsvindende i forhold til systemets svingningstid. Hvordan er fordelingen af krudtenergien på henholdsvis svingningsenergi og varme i den absorberende endevæg som funktion af $\frac{m}{M}$? (uafhængigt af fjederkonstantens størrelse)

Og relativistisk kan man ikke gå ud fra, at bevægelsen af lysafsendelsesvæggen momentant kan forplante sig til bevægelse af den modsatte endevæg. Den anden endevæg kan faktisk tidligst registrere, at lyskvantet blev afsendt, når det når frem til den.

7. For et isoleret system af punktformige partikler, der alene vekselvirker punktvist og momentant, kan den klassiske sætning om tyngdepunktets bevarelse for et isoleret system med samlet impuls 0, som vist, ved hjælp af (9) generaliseres til også at gælde relativistisk. I overensstemmelse hermed er der i French, s. 27 vist en udregning, der erstatter Einsteins kasse med blot dens endevægge, uden indbyrdes kobling. Hvor udregningen både læst klassisk og læst relativistisk giver eksakt overensstemmelse imellem $E = mc^2$ og fastholdelse af tyngdepunktet. Behandlingen i French viser også, at det problematiske ved at operere med begrebet 'stift legeme' er en kendt sag.

Om der helt generelt gælder, at energityngdepunktet ligger fast for upåvirkede systemer med samlet impuls 0, ved jeg ikke.

Er der huller i din KVANT-samling?

Mangler du ældre numre af KVANT, kan de bestilles for 10 kr. pr. stk. plus forsendelse ved at sende en e-mail til kvant@kvant.dk.

Forbehold for udsolgte numre (kan ses på KVANTs hjemmeside, www.kvant.dk).

Der er enkelte (ca. 10) næsten komplette samlinger af årgang 1990-2004, som kan købes for 500 kr. pr. stk. inklusiv forsendelse.

PFEIFFER  **VACUUM**

Forskerens

"One-Stop-Shop"
Massespectrometre:
massrange op til 2048 amu

Alt nødvendigt tilbehør:
Pumpesystem, In-let system,
kammer, ventiler, skueglas,
gennemføringer, fittings og
tryksensorer

Helium læk søger QualyTest™

Mød os på DFS årsmøde

Tel. 4352 3800 Fax 4352 3850
efa@pfeiffer-vacuum.dk

Dansk Fysisk Selskab



Jubilæumstilbud: bliv medlem!

I anledning af Einstein-jubilæet og "World Year of Physics" er bestyrelsen for *Dansk Fysisk Selskab* (DFS) i gang med at give selskabet og dets aktiviteter en ansigtsløftning, så DFS endnu bedre kan samle og repræsentere professionelle danske fysikere i ind- og udland. Vi lægger ud med et slagtilbud til alle, som endnu ikke er medlemmer:

Få medlemskabet i DFS for 2005 – **til halv pris**

– hvis du melder dig ind i årets løb, og **GRATIS!!**

– hvis du tilmelder dig DFS' årsmøde i Nyborg 2-3. juni 2005
(se <http://alf.nbi.dk/dfs/aarsmoede2005.html>)

NB: En del nuværende og potentielle medlemmer modtager allerede KVANT gennem en af de andre organisationer, som står bag bladet. Dem tilbyder vi en rabat på kontingentet på 100 kr/år, så de ikke betaler for dobbelt abonnement. Indmeldelse foregår let og smertefrit på DFS' hjemmeside <http://alf.nbi.dk/dfs/>, og kontingentet kan klares med minimum besvær via PBS.

VELKOMMEN!

DFS' bestyrelse

Nyt fra Dansk Fysisk Selskab

Indkaldelse til generalforsamling

Der indkaldes hermed til den årlige generalforsamling i Dansk Fysisk Selskab på Hotel Nyborg Strand, fredag den **3. juni 2005 kl. 16:00**.

Dagsorden:

1. Formandens beretning
2. Godkendelse af regnskab og budget
Regnskab for 2005
Budget for 2006
3. Fysikpriser i forbindelse med DFS
4. Eventuelt

En skriftlig udgave af formandens beretning vil blive bragt i Kvant nr. 3. Efter generalforsamlingen uddeles årets posterpriser.

Jan W. Thomsen

Nyt fra Dansk Geofysisk Forening

36'te Nordiske Seismologi-seminar i Danmark

I GEUS – Sorgenfrei-auditoriet, Østervoldgade 10, 1350 København K.

Fra den 8. juni kl. 14 til den 10. juni kl. 12, 2005

Det er et møde for 30-40 nordiske seismologer, der omhandler jordskælvsaktivitet og seismologiske studier af skorpe og dybere lithosfære i Skandinavien og i Grønland, samt FN-aftalen om forbud mod sprængning af atombomber. Der kommer formodentlig tillige et par seismologer fra de baltiske lande. Geofysikere i bred forstand er velkomne!

Registrering og indsendelse af abstracts sker til Anette Falsvig (af@geus.dk) inden 9. maj. Deltagelsen koster ca. 500 kr. for frokost og kaffe under seminaret.

Søren Gregersen

Einstein og virkeligheden

Benny Laustrup, Niels Bohr Institutet

De fleste fysikere spekulerer ikke meget over virkeligheden i deres daglige arbejde. Tværtimod betragter de spørgsmålet som temmelig irrelevant, og nogle ser det endda som en værre gang filosofisk ævl¹. Spørger man dem, hvad fysikken går ud på, hører man ofte svaret, at den udelukkende drejer sig om at frembringe modeller og sammenligne dem med eksperimenter. Men går man dem lidt mere på klingen og spørger om, hvad det egentlig er, modellerne angår, og hvad der eksperimenteres på, så viser det sig, at de fleste alligevel bærer på en forestilling om noget 'derude', en virkelighed som eksisterer i kraft af sig selv og ikke i afhængighed af deres egen personlige eksistens.

I modsætning til, hvad filosofiske skoler hævder, bekender den arbejdende fysiker sig normalt ikke til blot det seneste paradigme for virkeligheden, men opererer på samme tid med en række teoretiske modeller med overlappende gyldighedsområder. Fysikeren anvender således den klassiske mekanik og dens forestillinger om virkeligheden, når det drejer sig om at forstå dagligdagens mekanik, men vælger den relativistiske beskrivelse, når hastighederne bliver store, eller den kvantiske når objekterne bliver små. Alle modellerne betragtes som 'sande' beskrivelser inden for deres gyldighedsområder. Næsten da. Bevidstheden om dybereliggende begreber og små korrektioner fra mere omfattende teorier er aldrig helt fraværende. Hemmeligheden bag det 'at blive fysiker' består til dels i, at man skal tilegne sig denne oftest tavse infrastruktur bag sammensuriet af teoretiske modeller.

Albert Einstein adskiller sig i grunden ikke fra denne type fysiker, men på grund af hans skarpe intellekt og de kolossale bidrag, han har givet til fysikken, er der god grund til at lægge større vægt på hans tanker om virkeligheden. Allerede gennem sine tre grundlæggende arbejder fra foråret 1905 kom Einstein faktisk i berøring med tre centrale aspekter: den deterministiske beskrivelse af den specielle relativitetsteori, den statistiske analyse af Brownske bevægelser, og den kvantiske behandling af den fotoelektriske effekt.

¹Mange fysikere har en indgroet skepsis over for filosofi. Selv Einstein udtrykte engang, at kritiske overvejelser over virkelighedens beskaffenhed ikke udelukkende kan overlades til filosofferne [1].

²I bredere forstand kan determinisme karakteriseres ved at fremtiden er bestemt af fortiden. I Newtons og Einsteins mekaniske fysik er der imidlertid ingen afhængighed af forhistorien, men kun af det uendeligt snævre øjeblik, vi kalder *nuet*. Til gengæld bliver fortiden lige så beregnelig som fremtiden ud fra mekanikkens ligninger, som har en besynderlig symmetri mellem fortid og fremtid i strid med al dagligdags erfaring. I den moderne kosmologi anses den velkendte asymmetri mellem fortid og fremtid (og dermed mellem årsag og virkning) at være en følge af, at universet begyndte i en højt ordnet tilstand [8].

³Tyngdebølger er dog endnu ikke blevet direkte observeret, men det forventes at ske med næste generation af eksperimenter. Indirekte er tyngdebølger observeret i binære neutronstjernesystemer.

Determinisme

Einstein var først og fremmest et barn af den klassiske mekanik, grundlagt af Newton i det 17. århundrede. Centralt i Newtons mekanik ligger *determinismen*, nemlig at al fremtid er fuldstændig bestemt af nutiden. Nutiden kan derfor betragtes som årsag til fremtiden, og samtidig er den selv forårsaget af fortiden².

Selv om Einstein i relativitetsteorien blandede rum og tid sammen, bevarede han dog determinismen. Ja, faktisk skærpede han den. En konsekvens af relativitetsteorien er nemlig, at lyshastigheden udgør den øverste grænse for udbredelsen af et signal. Dette betyder, at en nutidig begivenhed højst kan være årsag til de fremtidige begivenheder, der kan modtage et lyssignal fra den.

I den Newtonske mekanik er der derimod ingen øvre grænse for signalhastigheden, og en nutidig begivenhed kan principielt være årsag til alle fremtidige begivenheder. Mest dramatisk kommer dette til udtryk gennem tyngdekraftens øjeblikkelige udbredelse gennem rummet, hvilket altid har været en filosofisk anstødssten for forståelsen af den Newtonske virkelighed. Med relativitetsteorien forsvandt dette problem, men det bør tilføjes, at for tyngdekraftens vedkommende blev det først fuldt afklaret gennem Einsteins almene relativitetsteori fra 1915.

Ifølge relativitetsteorien udbreder virkningen af en begivenhed sig altså som ringe i vandet, maksimalt med lyshastighed³. Efter, for eksempel, et nanosekund kan en bestemt begivenhed kun være årsag til andre begivenheder inden for en radius af 30 centimeter. Denne *lokalitet* er sidenhen blevet anvendt som et ufravigeligt princip for opstillingen af de kvantefeltteorier, som i dag ligger bag alle eksperimentelt bekræftede modeller for stof og stråling.

Statistik

Den mikroskopiske struktur af ethvert makroskopisk legeme er så kompleks, at det ligger uden for enhver praktisk mulighed at beskrive den i alle detaljer. Atomernes beliggenheder og hastigheder varierer så hurtigt, at det kun er muligt at beskrive et stort an-

tal atomers opførsel med statistiske metoder. I sidste halvdel af det nittende århundrede opstilledes derfor den *statistiske mekanik* som det mikroskopiske underlag for den makroskopiske termodynamik, der havde nået sin endelige form omkring 1850. I sin analyse af Brownske bevægelser i 1905 anvendte Einstein sådanne statistiske betragtninger til at kæde små partiklers tilfældige bevægelser sammen med molekylernes masser, en metode der i årene efter 1908 blev brugt til en præcis bestemmelse af Avogadros konstant.

Den klassiske statistiske mekanik er baseret på, at man i praksis ikke har kendskab til, hvor alle molekylerne befinder sig, og hvor hurtigt de bevæger sig. I princippet kunne man dog opnå denne viden, og den klassiske statistiske beskrivelse kan derfor ses som et 'trick' til at komme uden om vores uvidenhed. Bag det mikroskopiske kaos ligger der stadig en deterministisk (og lokal) virkelighed. Hvis man blot målte de ukendte størrelser præcist, ville fremtiden blive lige så forudsigelig som i den rene mekanik. I princippet kunne man ligesom ved flyveulykker få en 'havarirapport', som forklarede hele tidsforløbet i molekylernes myriader af individuelle sammenstød i ethvert makroskopisk legele.

Den statistiske mekanik beskæftiger sig imidlertid ikke blot med middelværdier og varianser af målelige størrelser, men også med *korrelationer*. Hvis to målelige størrelser tenderer til at følges ad, således at de forøges eller formindskes i takt med hinanden, er korrelationen positiv. Korrelationen er negativ, hvis den ene størrelse forøges medens den anden formindskes (og omvendt).

Ekspperimentelt bestemmer man korrelationen gennem en række *samtidige* målinger på de to størrelser. Da samtidige værdier af målelige størrelser ifølge relativitetsteorien ikke kan være årsag til hinanden, kommer der gennem korrelationerne et vist element af ikke-lokalitet ind i fysikken. Variationerne i værdierne af to målelige størrelser kan sagtens være statistisk korrelerede med hinanden uden at være kausalt forbundne, altså uden at kunne forbindes med et lyssignal. Oftest skyldes korrelationen simpelthen, at der findes en tidligere fælles årsag til variationerne i de to størrelser. Megen lægevidenskabelige forskning går faktisk ud på at afdække den underliggende årsag til statistisk korrelerede symptomer.

For at tydeliggøre begrebet kan man forestille sig den situation, at to danske børn, en dreng og en pige, hver skal besøge en af deres forældre, som bor henholdsvis i New York og i Moskva. Tanten i København skal sende dem af sted med hver sin flyvemaskine, og da der ikke foreligger nogen aftale om, hvem der skal hvorhen, vælger hun at afgøre det ved at slå plat og krone. For hver af forældrene er der altså lige stor chance for at modtage drengen eller pigen. Men hvis drengen ankommer i New York, så vil pigen med sikkerhed ankomme i Moskva, og omvendt. De to tilfældige begivenheder er derfor fuldstændig korrelerede,

og tantens (tilfældige) afsendelse af børnene udgør den fælles tidligere årsag.

Kvantemekanik

Dette var situationen før kvantemekanikkens konceptuelle gennembrud i 1925. Selv om Einstein havde anvendt kvantebetragtninger på den fotoelektriske effekt i 1905, et arbejde han modtog Nobelprisen for i 1922, så var den almindelige opfattelse på dette tidspunkt nok, at den atomare virkelighed var underkastet en eller anden form for deterministisk beskrivelse. Men med Heisenbergs matrix-mekanik og Schrödingers ækvivalente bølgemekanik kunne dette synspunkt ikke længere opretholdes. Især ikke efter at Born havde fremsat den fortolkning af kvantemekanikken, der senere kom til at gå under navnet *København-
fortolkningen* [11].

Ifølge København-
fortolkningen skal Schrödingers bølger ikke forstås på samme måde som vandbølger eller elektromagnetiske bølger. Bølgefunktionen for en partikel adlyder godt nok en deterministisk ligning, ligesom 'normale' bølger, men den repræsenterer ikke værdien af en målelig fysisk størrelse på et givet tid og sted. I stedet fortolkes (kvadratet på) bølgefunktionen som sandsynligheden for ved en måling på det givne tidspunkt at finde partiklen på det givne sted.

Denne fortolkning udgør et radikalt brud med den klassiske mekanik. Sandsynlighed (og dermed statistik) er ikke længere en overbygning på en deterministisk mekanik, men indbygget i selve kvantemekanikkens grundlag. Og hvis kvantemekanikken i almindelighed kun kan levere statistiske forudsigelser, falder determinismen til jorden. *Nutiden er altså ikke længere den unikke årsag til fremtiden!* Eller sagt på en anden måde: det er endog ikke principielt muligt at fremskaffe kvantemekaniske 'havarirapporter' for atomare sammenstød.

Desuden følger det af kvantemekanikkens formalisme, at ikke alle fysiske størrelser kan bestemmes samtidig med vilkårlig præcision. Sådanne størrelser, for eksempel en partikels sted og impuls, blev af Bohr kaldt *komplementære*, og Heisenbergs ubestemthedsrelationer sætter en nedre grænse for produktet af deres måleusikkerheder. Bohr fortolkede komplementariteten derhen, at det ikke er muligt i samme eksperiment at bestemme både stedet og impulsen for en partikel med vilkårlig præcision. Sted og impuls kan dog begge måles præcist, men det kræver to forskellige eksperimenter, hvis konstruktion gensidigt udelukker hinanden. Bohr lagde altid vægt på, at det var den samlede eksperimentelle opstilling, som definerede hvilke variable, der kunne måles med præcision.

Einstein, Podolsky og Rosen

Einstein var ikke glad for denne udvikling, og i en række berømte diskussioner med Bohr forsøgte han at 'skyde hul' i kvantemekanikken. Bohrs svar tilbageviste

i alle tilfælde hans indvendinger gennem sindrige tankeeksperimenter, men selv om Einstein således 'tabte', har hans indvendinger vist sig af stor betydning for forståelsen af kvantemekanikken.

Et afgørende punkt i diskussionen fremkom i 1935 i en kort artikel af Einstein og hans to yngre medarbejdere, Podolsky og Rosen (EPR) [2]. I artiklen indførtes en indirekte målemetode, som (i det mindste i et tankeeksperiment) tillod at bestemme en partikels egenskaber uden at komme i nærheden af den. Metoden gik primært ud på at konstruere en to-partikel bølgefunktion, der både indebar perfekt korrelation mellem de to partiklers impulser og mellem deres steder. En præcis måling af den ene partikels impuls ville derfor kunne bruges til at forudsige den anden partikels impuls, og en præcis måling af den ene partikels sted ville kunne bruges til at forudsige den anden partikels sted. EPR medgav, at dette ikke stred mod komplementariteten mellem sted og impuls, som jo blot forbød samtidig præcis bestemmelse af disse størrelser.

EPR gjorde nu den grundlæggende antagelse, at hvis man uden *på nogen måde at forstyrre* et system i princippet kan bestemme dets egenskaber, så har systemet *i virkeligheden* disse egenskaber, uanset om målingen faktisk bliver udført eller ej. Dette var netop situationen i deres tankeeksperiment, hvor måling af sted eller impuls på den ene partikel bestemte den anden partikels sted eller impuls. Ud fra denne antagelse om, hvad der kan siges at være virkelige egenskaber, konkluderede EPR derfor, at en partikel samtidig måtte besidde både et præcist sted og en præcis impuls, selv om disse størrelser ifølge kvantemekanikken ikke kan måles samtidig med vilkårlig præcision (men det var, så at sige, kvantemekanikkens problem). Da alle aspekter af virkeligheden ifølge EPR bør indeholdes i en fuldstændig teori, kunne kvantemekanikken derfor ikke være fuldstændig. Der måtte findes en mere omfattende beskrivelse, i hvilken alle fysiske størrelser havde bestemte værdier.

Bohr publicerede kort tid efter EPR sin udlægning af deres tankeeksperiment [3]⁴. Ifølge Københavnerfortolkningen kan de korrelerede partikler ikke anses for at være separate dele af systemet. De danner et samlet udeleligt hele, hvis præcist målelige egenskaber er fastlagt gennem hele den faktiske eksperimentelle opstilling, der tilbereder bølgefunktionen. I EPR's bølgefunktion er det kun summen af de to partiklers impulser og forskellen i deres positioner, der er præcist definerede. Det er derfor ikke meningsfyldt at tillægge nogen af partiklerne præcise værdier for sted og impuls, uanset at man ved måling på den første partikel kan bestemme enten sted eller impuls for den anden partikel uden at komme 'i berøring med' den. Bohr konkluderede, at EPR's virkelighedskriterium er

tvetydigt med hensyn til meningen med "ikke på nogen måde at forstyrre systemet".

Oftest fortolkes Bohrs forfinede konklusion derhen, at systemets egenskaber først fastlægges gennem en måling. Før målingen er partiklernes sted eller impuls ubestemte. En måling af enten stedet eller impulsen af den ene partikel ændrer abrupt systemets kvantetilstand, således at enten stedet eller impulsen for begge partiklerne derefter har præcise værdier⁵ (der findes ingen måling, hvorved begge størrelser kan bestemmes præcist).

Børn med ubestemt køn

Lad os illustrere ovenstående gennem eksemplet med drengen og pigen, der skal til New York eller Moskva. Ifølge den klassiske mekanik vil børnenes køn være præcist defineret lige fra det øjeblik, tanten anbringer dem i flyvemaskinerne i København. Hvis drengen anbringes i flyvemaskinen til New York, vil pigen være i flyvemaskinen til Moskva, hele vejen (og omvendt).

Kvantemekanisk følger det derimod af Københavnerfortolkningen, at børnenes køn ikke kan tillægges en bestemt værdi i nogen af flyvemaskinerne. Selv om kønnene er fuldt korrelerede med hinanden, fastslås det først, at drengen må være i flyvemaskinen til New York, når pigen observeres i Moskva (eller omvendt). Hvis kvantetanten derimod havde noteret sig, hvilket barn der tog med hvilken maskine, ville børnenes køn have været præcist bestemt på hele turen, ligesom i det klassiske tilfælde. Men så ville der jo også være tale om et helt andet eksperiment, som definerede helt andre præcist bestemte egenskaber.

Tidligere indså vi, at korrelationer sagtens kan være ikke-lokale, men med Københavnerfortolkningen tager ikke-lokaliteten en ny drejning. Hvis det ene barns køn først fastlægges i det øjeblik, det andet barns køn observeres, ser det jo ud, som om der løber et signal mellem de to flyvemaskiner med en hastighed større end lysets. Denne –med Einsteins ord – *spøgelsesagtige fjernvirkning* kan imidlertid ikke bruges til at kommunikere med, fordi det aldrig er muligt at forudbestemme hvilket køn, der kommer ud af den første måling. Resultatet 'dreng' eller 'pige' optræder nemlig lige ofte og fuldstændig tilfældigt i New York eller Moskva. Ikke-lokaliteten strider derfor ikke mod den Einsteinske kausalitet.

Bell og Aspect

Selv om kvantemekanikken blev regnet for veletableret i årene efter EPR, anså mange nok diskussionen som ikke helt afgjort. I 1964 påviste den irske fysiker John Bell imidlertid, at det var muligt eksperimentelt at afgøre, hvem der havde ret [5].

⁴I Bohrs analyse 'realiseres' EPR's abstrakte bølgefunktion gennem en version af hans berømte dobbelt-spalte tankeeksperiment. Senere viste Bohm og Aharanov [4], at langt simple og realiserbare eksperimenter kunne udføres på partikler med korrelerede spin.

⁵Da denne abrupte ændring af kvantetilstanden fører til tab af viden om systemet, taler man også om bølgefunktionens kollaps under en måling.

I stedet for sted og impuls benyttede han partikler med korrelerede spin [4]. En partikels spinprojektioner på forskellige retninger er også komplementære, således at en præcis måling af spinnets i en retning gør enhver måling på det i en anden retning fuldstændig ubestemt. Overført til denne situation, ville EPR's argument betyde, at spinnets alligevel hele tiden har en veldefineret ('virkelig') værdi i enhver retning, medens Københavnerfortolkningen siger, at spinnets værdi i en given retning først bliver fastlagt gennem en måling. Bell viste, at EPR's fortolkning fører til en ulighed, som *ikke* opfyldes af den sædvanlige kvantemekanik. Bell pegede desuden selv på, at denne ulighed faktisk kunne efterprøves eksperimentelt.

En række eksperimenter på spin blev da også udført i årene efter, især af franskmænden Alain Aspect, som frembragte polarisations-korrelerede foton-tilstande med afstande på mange meter mellem de to fotoner [6]. Hans konstruktion umuliggjorde desuden kommunikation med lyssignaler mellem partiklerne, så at de målte polarisationer ikke kunne være kausalt forbundne. Eksperimenterne viste entydigt, at Bells ulighed ikke er opfyldt, men at kvantemekanikkens forudsigelser til gengæld holder stik. I nyere eksperimenter er afstanden mellem de korrelerede spin blevet forøget til mange kilometer [7].

De fleste anser disse resultater som en stærk bekræftelse af Københavnerfortolkningen og en afvisning af EPR's invendinger mod denne. Oftest ses eksperimenterne som en bekræftelse på den spøgelsesagtige ikke-lokale forbindelse, der gennem kvantemekanikken etableres mellem ellers tilsyneladende adskilte systemer. EPR's kriterium for, hvorledes elementer af den fysiske beskrivelse kan betragtes som virkelige, kan derfor ikke opretholdes.

Alternativer

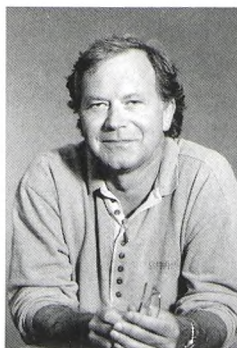
Københavnerfortolkningen af virkeligheden er i bund og grund så mystisk og besynderlig, at nogle taler om 'quantum weirdness'. Den forekommer så fremmed for den 'sunde fornuft', at adskillige alternative fortolkninger gennem tiden er blevet bragt til torvs [8, 9]. Disse fortolkninger er ganske opfindsomme, men alle udfordrer den sunde fornuft mindst lige så meget som Københavnerfortolkningen.

Blandt de mest berømte er nok Bohms ikke-lokale partikelfortolkning af bølgefunktionen og specielt Everetts mangeverdens-fortolkning, som mange moderne fysikere hælder imod [11]. I de allerseneste år er Københavnerfortolkningen af en gruppe fra Niels Bohr Institutet [10] videreført til, hvad man nok kan kalde dens ekstreme grænse. Her bortfalder selve forestillingen om partikler som årsag til de fuldstændigt tilfældige 'klik', der registreres ved målinger. Det skal dog bemærkes, at ingen af disse alternative fortolkninger endnu har ført til forslag til eksperimenter, der kan give resultater, som adskiller sig fra Københavnerfortolkningens.

Der er ingen tvivl om, at opklaringen af EPR paradokset ville have berørt Einstein dybt. Han forsøgte så langt som det kunne lade sig gøre at bevare et billede af virkeligheden, der ikke stred mod en mere dagligdags, såkaldt *lokalt-realistisk* opfattelse. At et sådant synspunkt ikke kan opretholdes, blev først klart længe efter hans død, gennem Bells teorem og Aspects eksperimenter. Einstein ville uden tvivl have haft en del skarpe kommentarer til både denne udvikling og til de alternative fortolkninger.

Litteratur

- [1] Einsteins (tidlige) synspunkter på virkeligheden i fysikken: Albert Einstein, *Physics and Reality*, Journal of the Franklin Institute **221**, 349-382 (1936)
- [2] Den berømte EPR artikel: A. Einstein, B. Podolsky, and N. Rosen, *Can Quantum-Mechanical Description of Physical Reality Be Considered Complete*, Phys. Rev. **47**, 777-780 (1935)
- [3] Niels Bohrs svar til EPR: N. Bohr, *Can Quantum-Mechanical Description of Physical Reality Be Considered Complete*, Phys. Rev. **48**, 696-702 (1935)
- [4] Bohms udvidelse af EPR til spin: D. Bohm and Y. Aharonov, *Discussion of Experimental Proof of the Paradox of Einstein, Rosen and Podolski*, Phys. Rev. **108**, 1070-1076 (1957)
- [5] En samling af Bells artikler om kvantemekanikken: J. S. Bell, *Speakable and unspeakable in quantum mechanics*, Cambridge University Press (1987 og senere)
- [6] Aspects vigtigste artikel: A. Aspect, J. Dalibard, and G. Roger, *Experimental Test of Bells Inequalities Using Time-Varying Analyzers*, Phys. Rev. Lett. **49**, 1804 (1982)
- [7] En diskussion af både Bells teorem og den eksperimentelle situation: A. Aspect, *Bells theorem: The naive view of an experimentalist*, Udgivet i: *Quantum [Un]speakables – From Bell to Quantum Information*, R. A. Bertlmann and A. Zeilinger (eds.), Springer (2002)
- [8] En omfattende semipopulær gennemgang af moderne fysik, inklusive fortolkningerne af kvantemekanikken: Brian Greene, *The Fabric of the Cosmos*, Allen Lane (2004)
- [9] En samling artikler af førende fortolkere af kvantemekanikken udgivet i anledning af J. A. Wheelers 90-års fødselsdag: J. D. Barrow, P. C. W. Davies, and C. L. Harper, jr, *Science and Ultimate Reality: Quantum Theory, Cosmology, and Complexity*, Cambridge University Press (2004).
- [10] Københavnerfortolkningen in ekstremis: A. Bohr, B. R. Mottelson, and O. Ulfbeck (2004), *The Principle Underlying Quantum Mechanics*, Foundations of Physics **34**, 405-417.
- [11] Se for eksempel dokumentarfilmen af Lars Becker-Larsen: *Københavnerfortolkningen*, Produceret af Arentoft Film ApS med støtte fra Det Danske Filminstitut, Danmarks Radio, Undervisningsministeriet og Videnskabsministeriet (2005). Se <http://www.dfi.dk>



Benny Lautrup begyndte sin forskning inden for højenergifysik, men skiftede i midten af 1980'erne til neurale netværk og var i en årrække leder af Center for Kunstige Neurale Netværk. I de senere år har hans forskning mest angået fluid mekanik og komplekse systemer.

Hvorfor fik Einstein først nobelprisen i 1921/22?

Henry Nielsen, Afdeling for Videnskabshistorie, Steno Institutet, Aarhus Universitet

I sommeren 1923 blev der holdt en stor nordisk industriudstilling i Göteborg. Alle sejl var sat til for at overbevise de hundredtusinder af besøgende om, at byen ved Götaelvens udløb havde storbyambitioner og var i stand til at arrangere en udstilling af internationalt format. En række koncerter, konferencer og foredrag trak fulde huse. Men højdepunktet over alle andre begivenheder på udstillingen indtraf den 11. juli. Den dag holdt verdens ubetinget mest berømte fysiker og nyligt udnævnte nobelpristager, Albert Einstein, et timelangt foredrag i en stegende varm kongressal

for mere end tusind tilhørere med den svenske Kong Gustav V i spidsen [1]. Einsteins foredrag handlede om relativitetsteorien, der havde opnået enorm publicity i de foregående år, efter at en gruppe britiske videnskabsmænd havde offentliggjort resultatet af deres observationer under en total solformørkelse i 1919, nemlig at lyset fra en stjerne bliver afbøjet, når det passerer tæt forbi solen. Disse observationer blev af toneangivende fysikere fortolket som et afgørende bevis for rigtigheden af Einsteins generelle relativitetsteori.



Figur 1. Einstein havde ikke deltaget i nobelceremonien i Stockholm i december 1922, da han på dette tidspunkt opholdt sig i Japan. Man blev derfor enige om, at Einstein efter hjemkomsten fra Japan kunne få overrakt nobelmedalje og -diplom af den svenske ambassadør i Berlin, baron Ramel, og at han kunne holde den traditionelle nobelforelæsning i forbindelse med det 17. skandinaviske naturforskersmøde, der blev afviklet i tilknytning til den store industriudstilling i Göteborg i sommeren 1923. Klokkeren 14 den 11. juli 1923 holdt Einstein sin officielle nobelforelæsning i udstillingens kongressal på Lisaberg. I forreste række ses professor Arrhenius (med hvid vest) og Kong Gustav V (i stolen midtfor).

Dagen efter foredraget i udstillingens kongressal skrev de svenske aviser vidt og bredt om, hvordan Einstein havde formået at tryllebinde tilhørerne med sin redegørelse for relativitetsteorien og dens overraskende konsekvenser. Alle var dybt imponeret af fysikkens superstjerne. Godt et halvt år tidligere havde han fået tildelt nobelprisen i fysik for 1921, samtidig med at Niels Bohr fik tildelt fysikprisen for 1922. Sjældent eller aldrig havde en nobelpris forekommet så indlysende rigtig som i tilfældet med Einstein. Der var bare ét ejendommeligt træk ved Einsteins pris, som nogle studsede over allerede dengang, men som skulle blive en kilde til stedse større undren i de følgende år. Hvordan kunne det være, at Det kgl. svenske Videnskabsakademi i sin begrundelse for at give fysikprisen til Einstein ikke henviste eksplicit til hans epokegørende arbejder med relativitetsteorien, men tildelte ham prisen for "hans fortjenester i teoretisk fysik, og specielt for hans opdagelse af loven for den fotoelektriske effekt"? [2]

Indtil for 30 år siden kunne spekulationer omkring dette og tilsvarende spørgsmål om andre 'mærkelige' nobelpriser kun baseres på rygter og private fornemmelser, men i 1974 blev situationen ændret radikalt. Det år besluttede Nobelstiftelsen, som er det organ, der bestyrer Alfred Nobels formue, at forskere fremover kunne få adgang til at studere hidtil hemmeligholdt materiale i Nobelarkivet, dog først når materialet er 50 år gammelt. I årene efter 1974 kastede en række (videnskabs)historikere sig begærligt over den nyåbnede informationskilde, og ikke overraskende er Einsteins nobelpris nok den, der har været genstand for størst opmærksomhed. Dokumenter i Nobelarkivet giver kontante svar på spørgsmål som: Hvem indstillede Einstein til nobelprisen, og hvornår skete det? Hvem var han oppe imod? Hvem indstillede nobelkomitéen til at modtage prisen de enkelte år, og med hvilken begrundelse? Hvilken beslutning blev truffet af Det svenske Videnskabsakademi, som har den endelige afgørelse? Tilsyneladende er der tale om en let opgave, som kan løses af enhver efter nogle dages graven i arkivet, men sådan forholder det sig ikke. De sidste 30 års nobelforskning har nemlig klart dokumenteret, at det der står i disse dokumenter, ofte er udtryk for kompromisser, som kun kan forstås med et betydeligt kendskab til de enkelte komiteemedlemmers faglige baggrund og holdninger. Dette er vel ikke særligt overraskende, når det kommer til stykket. Men nobelprisens ophøjede status og den næsten uigennemtrængelige mur af tavshed omkring nobelkomitéens

arbejde har bevirket, at mange har været tilbøjelig til at overse, at medlemmerne af nobelkomitéen er mennesker som alle andre. Videnskabshistorikerne Elisabeth Crawford og Robert Marc Friedman har formuleret følgende tese, der er blevet til efter mange års studier i Nobelarkivet, og mere og mere fremtræder som det nødvendige grundlag for al seriøs nobelforskning: "Det forekommer rimeligt at antage, at de [medlemmer af nobelkomiteerne] i deres vurdering af, hvilke specialer der bør tages i betragtning inden for de generelle felter, som er udpeget som prisområder, samt hvilke specifikke arbejder, der skal belønnes, blev påvirket af, hvad de selv anså for vigtigt inden for disse felter" [3]. Som det vil fremgå af det følgende, bekræfter historien om Einsteins nobelpris tilfulde Crawfords og Friedmans tese [4].

Albert Einstein blev første gang indstillet til nobelprisen i fysik i 1910. Indstilleren var Wilhelm Ostwald, der selv havde modtaget kemiprisen i 1909, og som dermed havde opnået permanent indstillingsret. Ostwald indstillede Einstein for hans arbejde med den specielle relativitetsteori, men da denne teori stadig var kontroversiel, valgte Nobelkomitéen for Fysik at satse på et mere sikkert kort. Det blev Johannes van der Waals, der fik årets pris for sine gaslove. Ingen kunne indvende noget mod en pris til van der Waals bortset fra, at disse gaslove havde været anerkendt lærdom i mange år. Komitéen kom derved i konflikt med kravet i Alfred Nobels testamente om, at priserne skal gives til dem, "som i det forløbne år, har gjort menneskeheden den største nytte" [5]. Det afskrækkede dog ikke komiteemedlemmerne, for i sin indstilling til akademiet hævdede komitéen, at det først var for nylig, fysikerne havde indset lovenes fulde betydning – og dermed var man i overensstemmelse med statutterne fra 1900, der fortolkede det hårde krav i Nobels testamente på en måde, der var til at leve med for dem, der havde ansvaret for prisuddelingerne.

I de følgende år med undtagelse af 1911 og 1915 blev Einstein indstillet til fysikprisen af en lille, men voksende gruppe af fysikere, der begrundede deres indstillinger med henvisninger til relativitetsteorien, den specielle såvel som den almene. Enkelte fysikere foretrak i stedet at hen-vise til Einsteins arbejder vedrørende brownske bevægelser eller den fotoelektrisk effekt, men lige meget hjalp det. Nobelkomitéen afviste rutinemæssigt at gå ind i realitetsdiskussioner om Einsteins kandidatur. Hvorfor?

For at forstå dette er det nødvendigt at se lidt nærmere på de fem svenske videnskabsmænd, der

sad i Nobelkomitéen for Fysik i årene 1911-22. Det drejer sig om:

- *Svante Arrhenius*, professor ved Nobel-instituttet for fysisk kemi i Stockholm
- *Gustav Granqvist*, professor i fysik ved Uppsala Universitet
- *Alvar Gullstrand*, professor i fysiologi og fysisk optik ved Uppsala Universitet
- *Bernhard Hasselberg*, professor i fysik ved Det kgl. Videnskabernes Selskab i Stockholm
- *Vilhelm Carlheim-Gyllensköld*, professor i fysik ved Stockholms Högskola.

Af disse fem personer var Svante Arrhenius den eneste med høj international status, dog især inden for kemi, hvor han havde fået tildelt nobelprisen i 1903. Granqvist, Gullstrand og Hasselberg tilhørte alle den såkaldte Uppsala-skole, der var tilbøjelig til at sætte lighedstegn mellem fysik og eksperimentel fysik. Især spektroskopiske præcisionsmålinger, som gennem den kombinerede indsats af Anders Ångström (1814-1874), Robert Thalén (1827-1905) og Knut Ångström (1857-1910) var blevet en internationalt anerkendt Uppsala-specialitet, stod deres hjerter nær. Noget der f.eks. kom klart til udtryk, da Hasselberg i sine ihærdige bestræbelser for at sikre amerikaneren Albert Michelson fysikprisen i 1907 indrømmede, at "jeg kan ikke lade være med at foretrække arbejder, der er af høj præcision" [6]. Endelig var der Carlheim-Gyllensköld, der beskæftigede sig med mange emner inden for 'kosmisk fysik', som omfattede astrofysik, geofysik, geodæsi og meteorologi. Han var den af nobelkomitéens medlemmer, der var mest teoretisk orienteret, men han var til gengæld også den, der havde mindst gennemslagskraft. Et forudsigeligt resultat af nobelkomitéens skæve sammensætning var, at der kun fandtes én teoretisk fysiker blandt de ti nobelprimodtagere i fysik i perioden 1910-1919. Den enlige teoretiker var Max Planck, der i 1919 modtog fysikprisen for 1918.

Da Nobelkomitéen for Fysik efter indstillingsfristens udløb den 1. februar 1920 begyndte sit arbejde med at finde frem til årets prismodtager, kunne den konstatere, at Einstein nu var den, der havde modtaget flest nomineringer (8 i alt), og at indstillerne talte sværvægtene som Niels Bohr, Heike Kammerlingh-Onnes, Hendrik A. Lorentz og Pieter Zeeman. Desuden kunne den konstatere, at Einsteins navn kort forinden var kommet på alles læber, efter at præsidenten for Royal Society

of London, J.J. Thomson, ved et møde den 6. november 1919 havde aflagt rapport om det for Einstein så gunstige resultat af de britiske solformørkelsesekspeditioner tidligere på året. Det lå altså i kortene, at Einstein nu var en stærk nobelpriskandidat, og at komitéen derfor måtte tage ham under nærmere behandling.

Komitéen besluttede i første omgang at overlade til Arrhenius at skrive en rapport om Einsteins meriter. Det gjorde han også, men han hæftede sig mest ved de små forbehold, Thomson havde fremført i sin tale, ligesom han henledte opmærksomheden på den kritik af relativitetsteorien, der for nylig var blevet fremført i Tyskland af Philip Lenard og andre, der så teorien som en trussel mod tysk fysik og kultur. Med denne rapport som grundlag kunne der ikke blive tale om at give Einstein fysikprisen, som i stedet til manges forbløffelse gik til franskmændene Charles-Edouard Guillaume for hans arbejder med nikkelstållegeringer.

Året efter var Einstein-problemet tilbage i fysikkomitéen med fornyet styrke. Ud af et totalt antal på 40 indstillinger, var ikke mindre end 14 til fordel for Einstein, og indstillerne talte verdenskendte navne som Max Planck og Arthur S. Eddington, der begge ville belønne Einstein for hans relativitetsteori. Komitéen må åbenbart have følt sig presset til at foretage endnu en evaluering af Einsteins kandidatur. I hvert fald besluttede den at lade professor Gullstrand udarbejde en ny specialrapport. Gullstrand var mere end grundig. Ikke mindre end 50 sider fyldte hans rapport, der endte med at konkludere, at hverken den specielle eller den generelle relativitetsteori fortjente at få en nobelpris, "fordi de effekter, der kan måles med fysiske midler, er så små, at de i almindelighed ligger inden for den eksperimentelle usikkerhed" [7]. Og privat tilføjede han, at "Einstein aldrig må få en nobelpris, om så hele verden kræver det" [8]. Efter denne ødelæggende salve var det utænkeligt at give Einstein prisen i 1921. Men ingen af de andre kandidater (der talte ikke mindre end tre danskere, nemlig Niels Bohr, Valdemar Poulsen og P.O. Pedersen) forekom dog stærke nok til, at man ville belønne nogen af dem. Videnskabsakademiet benyttede sig derfor af sin ret til at "reservere" årets pris til det kommende år.

Vi er hermed nået frem til året 1922, hvor to kandidater til fysikprisen skilte sig klart ud fra de øvrige, nemlig Bohr og Einstein med henholdsvis 11 og 17 indstillinger ud af i alt 70. Det må nu have stået nobelkomitéen pinligt klart, at den havde et alvorligt problem. Antallet af

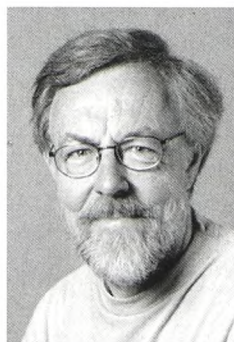
Einstein-indstillinger voksede fra år til år og talte flere og flere prominente fysikere, der fremhævede relativitetsteorien som et revolutionerende bidrag til fysikkens udvikling. I første omgang blev Gullstrand derfor bedt om at opdatere forrige års rapport, men hvis nogen havde håbet, det ville få ham til at ændre mening, havde de gjort regning uden vært. Gullstrand fastholdt i sin konklusion, at relativitetsteorien var en "trossak", og at Einstein aldrig burde have en pris. I mellemtiden var Hasselberg død, og i hans fravær udpegede akademiet et nyt ekstraordinært medlem. Det blev den matematiske fysiker, Wilhelm Oseen, som allerede i 1921 havde indstillet Einstein til fysikprisen for "loven om den fotoelektriske effekt", og som havde protesteret kraftigt, da Akademiet i 1921 besluttede at ignorere Einsteins kandidatur og reservere prisen. Oseen var stærkt bekymret for nobelprisens fortsatte renommé, men han havde indset, at komitéen ville tabe ansigt, hvis det alligevel gav Einstein en nobelpris for relativitetsteorien. Derfor trak han sit eget forslag op af skuffen igen og foreslog, at man i stedet belønnede Einstein med en pris for den fotoelektriske effekt. Men ikke nok med det. Som nyt medlem af komitéen påtog Oseen sig at udarbejde en ny og grundig rapport om både Einstein og Bohr, hvori han argumenterede for, at begge fysikere burde have prisen nu. Oseen havde længe været fascineret af den unge dansker og hans kometagtige karriere. Gradvist var han blevet overbevist om, at svensk fysik trængte til fornyelse, og at atomfysik var et felt, man burde satse på i Sverige. Atomfysik var moderne, det var et felt i fremdrift, og de største fremskridt på feltet syntes at forekomme der, hvor teori og eksperiment spillede tæt sammen som på Bohrs institut i København. Oseens strategi var at tilføre atomfysik yderligere prestige, og til det formål var nobelprisen et udmærket instrument. Oseens mesterstykke bestod i, at det lykkedes ham at overbevise komitéens flertal af eksperimentalfysikere om, at "Einsteins lov [for den fotoelektriske effekt] er én af de forudsætninger, på hvilke Bohr har opbygget sin atomteori," at denne lov var blevet eksperimentelt verificeret ud over enhver rimelig tvivl, og at Bohrs atomteori derfor også var solidt funderet i den eksperimentelle virkelighed. Med sit geniale forslag havde Oseen fundet den formel, som på én gang kunne redde nobelprisens renommé, åbne døren på vid gab for fremtidige nobelpriser til atomfysik og lægge grunden til en fornyelse af svensk fysik. Da Einsteins arbejde, set gennem Oseens optik, var en forudsætning

for Bohrs, foreslog fysikkomitéen, at Videnskabsakademiet tildelte Einstein den reservede pris for 1921 og Bohr prisen for 1922. Akademiet fulgte indstillingen.

Derfor fik Einstein først nobelprisen i fysik i 1921/22, og derfor var den ikke for relativitetsteorien.

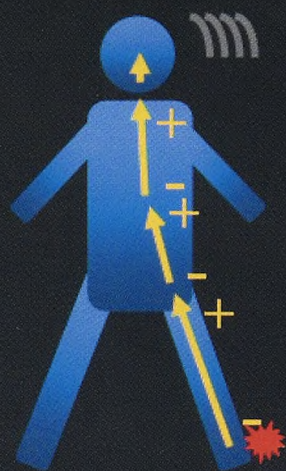
Referencer:

- [1] Anders Houltz (2003), Teknikens Tempel. Modernitet och industriarv på Göteborgsutställningen 1923, Gidlunds Förlag.
- [2] nobelprize.org/physics/laureates/1921/
- [3] Citeret efter Crawford og Friedman i H. Nielsen og K. Nielsen (red.) (2001), Nabo til Nobel. Historien om tretten danske Nobelpriser, Aarhus Universitets Forlag, s. 42.
- [4] Historien om Einstein og Nobelprisen er fortalt mange steder, men grundigst og mest udførligt i Robert Marc Friedman (2001), The Politics of Excellence. Behind the Nobel Prize in Science Times Books, s. 119-140, hvorfra de fleste citater er taget. Andre fremstillinger er: Abraham Pais (1982) Subtle is the Lord...The Science and the Life of Albert Einstein Oxford University Press, s. 502-512; Finn Aaserud, "Jeg ved hvor lidt jeg har fortjent dette" i H. Nielsen og K. Nielsen (2001), Nabo til Nobel, s. 221-253.
- [5] nobelprize.org/nobel/alfred-nobel/biographical-will/index.html
- [6] Citeret efter Friedman (2001) The Politics of Excellence, s. 44.
- [7] Citeret efter Pais (1982) Subtle is the Lord, s. 509.
- [8] Citeret efter Friedman (2001) The Politics of Excellence, s. 133.



Henry Nielsen var medredaktør af værket *Neighbouring Nobel. The History of Thirteen Danish Nobel Prizes*, der udkom på Aarhus Universitetsforlag i 2001. For tiden er han med i ledelsen af det Carlsbergfinansierede projekt *Dansk Naturvidenskabs Historie*, der efter planen skal udkomme som et firebindsværk i 2005-06.

ET PSYKOSOMATISK ATOM



LYD



LYS

ET ANSLÆT MENNESKE

ET ANSLÆT ATOM

Et 'virus' atom er en ægte afløser for
den teoretiske fysiks 'abstrakte' atom!

www.aq-akademi.dk

Afsender:
Kvant
Ørsted Laboratoriet
Universitetsparken 5
2100 København Ø

Returneres ved varig adresseændring
Magasinpost B



Usikkerhed om NORDITAS fremtid

Nordisk Institut for Teoretisk Fysik (NORDITA) har den 19. april sendt nedenstående åbne brev til videnskabsministeren. Baggrunden er, at Nordisk Ministerråd ikke længere kan financiere forskningsinstitutioner i Norden som hidtil.

Åbent brev

Kære *Helge Sander*,

Vi skriver til Dem for at udtrykke vores bekymring angående overvejelserne i Nordisk Ministerråd (NMR) vedrørende Norditas fremtid. Som det er Dem bekendt, var dette emne på dagsordenen for mødet i Nordisk Ministerråd for uddannelse og forskning (MRU), den 5. april 2005, hvor De blev forhindret i at deltage. Ved mødet gav Generalsekretær for NMR Per Unckel en redegørelse for instituttets fremtidige placering, enten i København eller Stockholm, og udtrykte som sin egen forløbige vurdering at Stockholm var at foretrække. Han bad om bemyndigelse til at indlede forhandlinger med henblik på at undersøge hvorvidt Nordita kunne flyttes til Stockholm uden ekstra omkostninger for NMR. Dette forslag mødte ingen reservationer eller indvendinger fra de fremmødte fra tre forskellige perspektiver: nordisk samarbejde, udvikling i Øresundsregionen, og den danske regerings erklærede målsætning angående forskning og teknologi.

Angående Nordisk samarbejde

Nordita er et fælles nordisk institut for forskning og forskertræning og har fungeret i København i næsten halvtreds år. Nordita har spillet en væsentlig rolle i opbygning af ekspertise i Norden i mange områder af fysik og beslægtede fag, heriblandt subatomarfysik, astrofysik og kosmologi, faststoffysik, komplekse systemer og biofysik. Instituttet har et højt internationalt omdømme og er af stor værdi for forskning i hele Norden, hvilket er dokumenteret i forskellig internationale evalueringer, den seneste er fra 2004.

Skulle Nordita flytte til Stockholm, vil kun en

mindre del af det videnskabelige personale flytte med. En flytning til Stockholm ville således i praksis betyde en nedlæggelse af et velfungerende organ for Nordisk samarbejde, uden garanti for at kunne genskabe noget tilsvarende. Det er vores vurdering, at et stort flertal af nordiske fysikere foretrækker at Nordita fortsætter i København.

Angående Øresundsregionen

Samarbejdet med Lunds Universitets fysikere spillede en stor rolle i Norditas oprettelse. Der har været og er fortsat et meget frugtbart videnskabeligt samarbejde mellem Lunds Universitet og Nordita. Lunds Universitet har udtrykt en stærk interesse i at Nordita forbliver i København, og har under denne forudsætning lovet at støtte svarende til en fuldtids professorstilling. En flytning til Stockholm vil således indebære et tab på et lovende initiativ der kan styrke samarbejde i Øresundsregionen.

Angående den danske regerings ambitioner om naturvidenskabelig forskning og teknologi

Den danske regering har erklæret, at Danmark burde være blandt de førende i naturvidenskabelig forskning og teknologi. I øjeblikket er Nordita, en af de internationalt bedst kendte og højt vurderede forskningsinstitutter i Danmark, truet med en flytning til Stockholm. Det er for os uforståeligt at Ministeriet for Videnskab, Teknologi og Udvikling ikke har prioriteret det højere at beholde Nordita i Danmark.

Hvis De ønsker yderligere belysning af disse synspunkter, står vi til rådighed.

Med venlig hilsen,

Ben Mottelson og Christopher Pethick

Professorer ved Nordita og forhenværende direktører for Nordita