

# Fra Fysikkens Verden

NR. 2 – 2019  
81. ÅRGANG

UTGITT AV NORSK FYSISK SELSKAP

## 150 år med Periodisk system for grunnstoff

											16		17		He Helium 1s <sup>2</sup>										
											7 15.9994 1313.9 3.44 O Oxygen 1s <sup>2</sup> 2s <sup>2</sup> 2p <sup>4</sup>	8 18.998403 1681.0 3.98 F Fluorine 1s <sup>2</sup> 2s <sup>2</sup> 2p <sup>5</sup>	9 20.1797 2080.7 Ne Neon 1s <sup>2</sup> 2s <sup>2</sup> 2p <sup>6</sup>	10 198.04 198.04 Ne Neon 1s <sup>2</sup> 2s <sup>2</sup> 2p <sup>6</sup>	11 63.546 745.5 1.90 Cu Copper [Ar] 3d <sup>10</sup> 4s <sup>1</sup>	12 65.38 906.4 1.65 Zn Zinc [Ar] 3d <sup>10</sup> 4s <sup>2</sup>	Aluminium [Ne] 3s <sup>2</sup> 3p <sup>1</sup>	Silicon [Ne] 3s <sup>2</sup> 3p <sup>2</sup>	Phosphorus [Ne] 3s <sup>2</sup> 3p <sup>3</sup>	15 32.065 999.6 2.58 S Sulfur [Ne] 3s <sup>2</sup> 3p <sup>4</sup>	16 35.453 1251.2 3.16 Cl Chlorine [Ne] 3s <sup>2</sup> 3p <sup>5</sup>	17 39.948 1520.6 Ar Argon [Ne] 3s <sup>2</sup> 3p <sup>6</sup>	18 79.904 1139.9 2.96 Kr Krypton [Ar] 3d <sup>10</sup> 4s <sup>2</sup> 4p <sup>6</sup>	19 83.798 1350.8 3.00 Xe Xenon [Kr] 4d <sup>10</sup> 5s <sup>2</sup> 5p <sup>6</sup>	20 131.293 1170.4 2.60 Rn Radon [Xe] 4f <sup>14</sup> 5d <sup>10</sup> 6s <sup>2</sup> 6p <sup>6</sup>
29 63.546 745.5 1.90 Cu Copper [Ar] 3d <sup>10</sup> 4s <sup>1</sup>	30 65.38 906.4 1.65 Zn Zinc [Ar] 3d <sup>10</sup> 4s <sup>2</sup>	31 69.723 578.8 1.81 Ga Gallium [Ar] 3d <sup>10</sup> 4s <sup>2</sup> 4p <sup>1</sup>	32 72.64 762.0 2.01 Ge Germanium [Ar] 3d <sup>10</sup> 4s <sup>2</sup> 4p <sup>2</sup>	33 74.92160 947.0 2.18 As Arsenic [Ar] 3d <sup>10</sup> 4s <sup>2</sup> 4p <sup>3</sup>	34 78.96 941.0 2.55 Se Selenium [Ar] 3d <sup>10</sup> 4s <sup>2</sup> 4p <sup>4</sup>	35 79.904 1139.9 2.96 Br Bromine [Ar] 3d <sup>10</sup> 4s <sup>2</sup> 4p <sup>5</sup>	36 83.798 1350.8 3.00 Kr Krypton [Ar] 3d <sup>10</sup> 4s <sup>2</sup> 4p <sup>6</sup>	47 107.8682 731.0 1.93 Ag Silver [Kr] 4d <sup>10</sup> 5s <sup>1</sup>	48 112.441 867.8 1.69 Cd Cadmium [Kr] 4d <sup>10</sup> 5s <sup>2</sup>	49 114.818 558.3 1.78 In Indium [Kr] 4d <sup>10</sup> 5s <sup>2</sup> 5p <sup>1</sup>	50 118.710 708.6 1.96 Sn Tin [Kr] 4d <sup>10</sup> 5s <sup>2</sup> 5p <sup>2</sup>	51 121.760 834.0 2.05 Sb Antimony [Kr] 4d <sup>10</sup> 5s <sup>2</sup> 5p <sup>3</sup>	52 127.60 869.3 2.10 Te Tellurium [Kr] 4d <sup>10</sup> 5s <sup>2</sup> 5p <sup>4</sup>	53 126.9044 1008.4 2.66 I Iodine [Kr] 4d <sup>10</sup> 5s <sup>2</sup> 5p <sup>5</sup>	54 131.293 1170.4 2.60 Xe Xenon [Kr] 4d <sup>10</sup> 5s <sup>2</sup> 5p <sup>6</sup>										
79 196.9665 890.1 2.54 Au Gold [Xe] 4f <sup>14</sup> 5d <sup>10</sup> 6s <sup>1</sup>	80 200.59 1007.1 2.00 Hg Mercury [Xe] 4f <sup>14</sup> 5d <sup>10</sup> 6s <sup>2</sup>	81 204.3833 589.4 1.62 Tl Thallium [Xe] 4f <sup>14</sup> 5d <sup>10</sup> 6s <sup>2</sup> 6p <sup>1</sup>	82 207.2 715.6 2.33 Pb Lead [Xe] 4f <sup>14</sup> 5d <sup>10</sup> 6s <sup>2</sup> 6p <sup>2</sup>	83 208.9804 703.0 2.02 Bi Bismuth [Xe] 4f <sup>14</sup> 5d <sup>10</sup> 6s <sup>2</sup> 6p <sup>3</sup>	84 (210) 812.1 2.00 Po Polonium [Xe] 4f <sup>14</sup> 5d <sup>10</sup> 6s <sup>2</sup> 6p <sup>4</sup>	85 (210) 890.0 2.20 At Astatine [Xe] 4f <sup>14</sup> 5d <sup>10</sup> 6s <sup>2</sup> 6p <sup>5</sup>	86 (220) 1037.0 Rn Radon [Xe] 4f <sup>14</sup> 5d <sup>10</sup> 6s <sup>2</sup> 6p <sup>6</sup>	111 (272)	112 (285)	113 (284)	114 (289)	115 (288)	116 (292)	117	118 (294)										

### Les også om:

- Himmelfargen
- Sammenfiltrering

- Lyd
- Bokomtale

# Nr. 2 – 2019

## 81. årgang

### Utgiver:

Norsk Fysisk Selskap

### Redaktører:

Professor Øyvind Grøn  
OsloMet – storbyuniversitetet  
og Fysisk institutt, UiO  
E-post: [oyvind.gron.no@gmail.com](mailto:oyvind.gron.no@gmail.com)

Professor Emil J. Samuelsen  
Institutt for fysikk, NTNU  
E-post: [emil.samuelsen@ntnu.no](mailto:emil.samuelsen@ntnu.no)

### Redaksjonssekretær:

Maria Hammerstrøm  
Realfagsbiblioteket, UiO  
E-post: [maria.hammerstrom@astro.uio.no](mailto:maria.hammerstrom@astro.uio.no)

### Redaksjonskomité:

Professor Odd-Erik Garcia, Institutt for fysikk, UiT  
Professor Ellen K. Henriksen, Fysisk institutt, UiO  
Professor Per Osland, Inst. for fysikk og teknologi, UiB

### Layout og sats:

Maria Hammerstrøm

### Trykkeri:

Oslo Sats, repro og montasje A/S

### Ekspedisjonens adresse:

*Fra Fysikkens Verden*  
Fysisk institutt, Universitetet i Oslo  
Boks 1048 Blindern, 0316 Oslo  
Tlf.: 22 85 64 28 / 22 85 56 68  
Fax.: 22 85 64 22 / 22 85 56 71  
Internettadresse: [www.norskfysisk.no](http://www.norskfysisk.no)

### Abonnere:

*Fra Fysikkens Verden* kommer ut 4 ganger årlig.  
Abonnement tegnes på postadressen ovenfor  
eller på følgende e-postadresse:

E-post: [nfs.styret@gmail.com](mailto:nfs.styret@gmail.com)

Årsabonnement: 200 kr. (studenter 100 kr.)  
Bankgiro: 7878.06.03258

### Retningslinjer for bidragsyttere

*Fra Fysikkens Verden (FFV)* utgis av Norsk Fysisk Selskap og sendes til alle medlemmer. Disse er vanligvis utdannet fra universiteter og høyskoler med fysikk i sine fagkretser. Andre kan også abonnere på bladet. Blant disse er elever og biblioteker ved videregående skoler.

**Frist:** Bladet gis ut fire ganger i året: mars, juni, oktober og desember. Tidsfristene for stoff er: 1. februar, 1. mai, 1. september og 1. november. Opplaget er for tiden 1400.

**Formål:** Formålet med *FFV* er å gi informasjon om aktuelle tema og hendiger innen fysikk, og å bygge bro mellom forskere, fysikklærere, studenter og andre interesserte. Ikke minst ønsker *FFV* å være til hjelp for elever og lærere i videregående skole og andre undervisningsinstitusjoner. Dette krever at artikler og annet stoff er skrevet på norsk og på en lett forståelig måte. Faguttrykk må defineres. En verbal form er oftest å foretrekke fremfor matematikk. Men det må brukes standard begreper og enheter. Matematikken må være forståelig for fysikkstudenter. Artiklene i *FFV* skal primært gi informasjon til dem som er utenfor det aktuelle fagfeltet. Artikler som bare forstås av en liten faggruppe har ingen plass i bladet. Alt stoff blir vurdert redaksjonelt, og redaksjonen forbeholder seg rett til å foreta mindre endringer.

**Filformat:** Manuskripter leveres i en form som forfatteren mener er direkte publiserbar. De skal levers elektronisk som e-post, og i et rent tekstformat (for eksempel Word), slik at redaksjonen kan redigere teksten direkte. Dersom manuskriptet inneholder matematiske ligninger, skal manuskriptet også leveres som PDF.

**Lengde:** Artikler bør ikke være lengre enn 6 sider med trykt tekst og figurer. Større avsnitt i teksten bør markeres med undertitler. Unngå fotnoter. Referanser kreves ikke, men det er ønskelig med en liste over lett tilgjengelig tilleggsstoff.

**Småstykker:** Gratulasjoner, nekrologer, bokomtaler, skolestoff, møterefater og lignenede mottas gjerne, men de må ikke være lengre enn 1–2 sider. Doktoromtaler begrenses til en halv side inkludert bilde.

**Illustrasjoner:** Legg mye omtanke i figurer, ettersom de er en viktig del av en artikkel. All figurtekst skal være på norsk. Figurene bør være av god oppløsning. Figurer og tabeller skal være referert i den løpende teksten. Hvis forfatterne selv ikke har laget figurene, skal opprinnelsen oppgis. Forfatterne må selv innhente tillatelse til bruk av slike illustrasjoner.

**Korrektur:** Forfatterne får tilsendt korrektur når layout er satt opp som må returneres snarest. Det må ikke gjøres unødige endringer i korrektur.

# Innhold

Frå redaktørane *Emil J. Samuelsen* 27

## Artikler

Hvorfor elefanter og skiløpere noen ganger kan høres så langt <i>Eirik G. Flekkøy</i>	28
Lysspreiing, lysabsorpsjon og to typar blåfarge på himmelen <i>Aasmund Sudbø og Børge Hamre</i>	30
150 år med Periodisk system for grunnstoff <i>Emil J. Samuelsen</i>	34
Kvantemekanisk sammenfiltrering: Del II Bells ulikheter <i>Jan Myrheim</i>	38

## Småstoff

Kommentar: Programmering i fysikk <i>Jan Olav Eeg</i>	33
Bokomtale: <i>Physics of Oscillations and Waves With use of Matlab and Python</i> av Arnt Inge Vistnes <i>Per Jerstad</i>	43

## Personomtaler

Gratulerer: Kaare Otnes <i>Olav Steinsvoll, Emil J. Samuelsen og Arne T. Skjeltorp</i>	45
In Memoriam: Gottfried Jens Feder <i>Torstein Jøssang, Anders Malthe-Sørenssen, Per Arne Rikvold, Paul Meaking og Bjørn Jamtveit</i>	46

## FRÅ REDAKTØRANE

Dette nummeret av *FFV* inneheld del 2 av føljetongen om kvantemekanikk og kvantemekanisk samanfiltrering av Jan Myrheim. Det er eit aktuelt, men krevande tema som også er emne for ein tosidars artikkel i februarnummeret i år av det amerikanske skriftet «*Physics Today*».

*FFV* ser det som si oppgåve å dekke fysikken over heile spekteret frå avansert til kvardagsleg. Til den siste kategorien hører truleg innslaget om skiløparar og elefantar sin naturgitte hørselshjelp.

I år er det 150-årsjubileum for Det periodiske systemet av grunnstoff, knytt til innsatsen til Dmitrij Mendelejev. Men i svært mange tilfelle er det for enkelt å tillegge store vitskaplege nyvinningar til berre ein person, som skildra for dette tilfelle i artikkelen om jubileet. Jamvel Kristian Birkelands nordlysteori og Albert Einsteins spesielle relativitetsteori bygde på kunnskap delvis etablert og formulert av andre.

«Bak skyene er himmelen alltid blå» er velkjende visdomsord, men når du har lese artikkelen om himmellys av Aasmund Sudbø og Børge Hamre, vil du vite at dette er for enkelt sagt. Kanskje du alt er kjent med mekanismen bak himmelfargen, men mindre kjent er at blåfargen finst i to ulike nyansar.

Les elles bokmelding, lesarkommentar og om personar.

Husk å melde adresseendring til  
[nfs.styret@gmail.com](mailto:nfs.styret@gmail.com)



Øyvind G. Grøn



◀ Emil J. Samuelsen

# Hvorfor elefanter og skiløpere noen ganger kan høres så langt



Figure 1. Stille og sol på vidda.

**Lyden rekker mye lenger når det er et kjøligere lag med luft langs bakken. Denne effekten utnyttes av elefanter som kommuniserer over lange avstander når det skumres på savannen, og den kan merkes av skiløpere i påskefjellet. Også på stille vann kan det være en svært slående effekt, av og til kan man høre samtaler eller annen lyd over forbausende store avstander.**

**Eirik G. Flekkøy** PoreLab, Fysisk institutt, UiO

Påsken 2019 var spesielt fin med sol og vindstille over en lengre periode. En dag da jeg var ute i snaufjellet på skitur, hørte jeg prat bak meg og konstaterte lett irritert at jeg var i ferd med å bli innhentet av nok et par skiløpere. Men da jeg snudde meg, oppdaget jeg at praten som jeg hørte, hadde sitt opphav mer enn en kilometer unna. Det var varmt i luften, småtrær her og der og snø selvfølgelig. Det kunne med andre ord godt være flere grader varmere noen meter oppe over den kalde snøflaten enn nede på bakken.

Hva ville effekten av det være? Virkningen av et såkalt inversjonslag er vel kjent. Et slikt lag kan spille rollen som en bølgeleder som hindrer lyd-bølgene i å bre seg oppover i luften, og dermed vil intensiteten til lyden falle av mye langsommere

med avstand enn den gjør dersom den fritt unnslipper opp i atmosfæren. Mekanismen bak dette er totalrefleksjon.

For å forstå dette trenger vi Snells brytningslov og dessuten uttrykket for lydets hastighet

$$v^2 = \frac{1}{m} \frac{\partial P}{\partial \rho}, \quad (1)$$

der  $P$  er lufttrykket,  $\rho$  antalltettheten av luftens molekyler og  $m$  deres gjennomsnittlige masse. Denne er i hovedsak bestemt av nitrogenmolekylenes masse. Luft er en gass av to-atomige molekyler og dersom denne komprimeres adiabatisk, vil den endre sitt trykk etter loven  $P \propto \rho^{7/5}$  slik at

$$v^2 = \frac{7P}{5m\rho} = \frac{7kT}{5m}, \quad (2)$$

der  $k$  er Boltzmanns konstant og  $T$  den absolute temperaturen og vi ellers har brukt ideell gass lov  $P = \rho kT$  for å skrive  $P$  ved hjelp av  $\rho$  og  $T$ . Poenget er at  $v \propto \sqrt{T}$  slik at luftens brytningsindeks  $n = 1/v \propto 1/\sqrt{T}$ . Vi tenker oss nå at luften er lagdelt, som illustrert i figur 2, slik at temperaturen er  $T$  nede ved bakken, men at den øker til  $T + \Delta T$  i en høyde  $h$ . Brytningsindeksen vil da være mindre i det øvre laget, og forholdene ligger til rette for totalrefleksjon. Vinkelen  $\alpha$  der dette skjer følger av Snells brytningslov  $n_b \sin \theta = n_l \sin \pi/2$  der  $n_b$

er brytningsindeksen nede ved bakken og  $n_l$  den samme størrelsen oppe i luften over høyden  $h$ . Se figur 2. Ved å bruke temperaturavhengigheten til  $n$  fås den ekvivalente ligningen

$$\cos \alpha = \frac{n_l}{n_b} = \sqrt{\frac{T}{T + \Delta T}}. \quad (3)$$

Det er rimelig å anta at både  $\alpha$  og  $\Delta T/T$  er små slik at vi kan rekkeutvikle til ledende orden i disse størrelsene. Dette gir

$$\cos \alpha = 1 - \frac{\alpha^2}{2} \approx 1 - \frac{\Delta T}{2T}, \quad (4)$$

eller

$$\alpha = \sqrt{\frac{\Delta T}{2T}}. \quad (5)$$

Det spiller forresten ingen stor rolle om vi antar at temperaturen endres kontinuerlig fra  $T$  til  $T + \Delta T$  med høyden. Snells brytningslov forblir den samme selv om den diskontinuerlige forandringen av  $n$  erstattes med et kontinuum av  $n$ -verdier som endres over et visst høydeintervall. Det eneste som skjer er at vi eventuelt endrer den effektive verdien av  $h$  litt.

All lyd som forplanter seg i en retning som ligger nærmere bakken enn vinkelen  $\alpha$  vil totalreflekteres. Det betyr at det bare er innenfor en viss avstand  $R = h/\tan \alpha \approx h/\alpha$  at lyden kan unslippe oppover. Dersom luften øker sin temperatur med 5 grader i en høyde av 3 meter og det ellers er  $0^\circ\text{C}$  nede på bakken, vil  $\alpha = 0,125$  radian. Det betyr at  $R = 24$  m, og at all lyd som treffer inversjonslaget utenfor denne avstanden vil være fanget i luftlaget langs bakken. Dersom vi ser bort fra terrengets

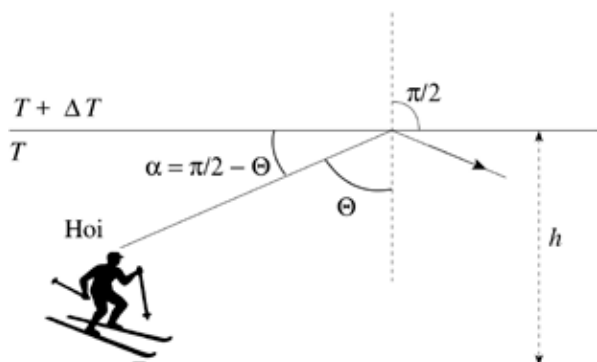
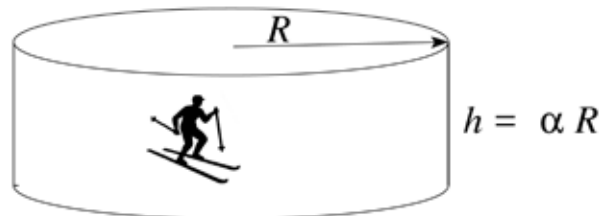


Figure 2. Skiløper i inversjonslag.

Figure 3. Bare innenfor en radius  $R$  vil lyden slippe opp i atmosfæren.



absorpsjon av lyden, vil energibevaring dermed gi at intensiteten i lyden vil falle av med avstanden som  $1/r$ .

Til sammenligning, dersom det ikke fantes noen inversjon og  $\Delta T = 0$ , ville energien fordele seg over en halvkule oppover og intensiteten falle av som  $1/r^2$ . Mer presist, om lydets intensitet ved avstanden  $R$  er  $I_0$  vil intensiteten lengre unna  $I_b = I_0(R/r)$  om det er en inversjon, mens den vil være  $I_l = I_0(R/r)^2$  om det ikke er det. Forholdet mellom disse intensitetene bli da

$$\frac{I_b}{I_l} = \frac{r}{R}. \quad (6)$$

Dersom man befinner seg drøye to km unna er dette intensitetsforholdet omtrent 100. Det betyr at effekten er formidabel.

Elefanter, som kommuniserer med lavfrekvent lyd i tiden rundt solnedgang, som er den tiden da inversjon gjerne dannes, kan høre hverandre over flere 10-talls kilometer. Mange som bor rundt Oslofjorden har lagt merke til at industri- eller trafikkstøy fra helt andre kanter av fjorden, plutselig blir ganske påtrengende enkelte dager på våren når vannet er kaldt og luften er varm.

På slike dager kan man også av og til se hildringer i luften over vannet, noe som henger sammen med at også lysets brytningsindeks avhenger av lufttemperaturen gjennom tettheten. Det er en annen historie. Men effektene knyttet til både lyden og lyset har det særtrekket at de fluktuierer. Luftens temperatur og tetthet varierer og derfor vil brytningsfenomener også gjøre det. Hildringer (og stjerner) flimrer, og fjerne lyder, som når oss via totalrefleksjon, vil ofte være punktert eller variabel. ■

# Lysspreiing, lysabsorpsjon og to typar blåfarge på himmelen



**Himmelen er blå på grunn av lysspreiing frå molekyla i atmosfæren og at blått lys blir spreidd mest. Artikkelen forklarar at mot solnedgang trer ein annan effekt i funksjon som gir endring av nyansen av blåfargen.**

**Aasmund Sudbø** Institutt for teknologisystem, UiO  
**Børge Hamre** Institutt for fysikk og teknologi, UiB

Når sola står høgt på himmelen ein klar godvêrsdag, vil omtrent 80 % av fotona i lysstrålen gå rett gjennom atmosfæren og ned til oss på bakken. Den resterande delen av fotona vil treffe luftmolekyl og aerosolar, og dermed bli spreidd i ulike retningar, med ei lita overvekt bakover og framover langs solstrålen. Noko av dette spreidde lyset vil treffe auga våre og gjere himmelen synleg. Blåfargen til himmelen kjem av at lyskollisjonstverrsnittet til molekyl og partiklar som er mindre enn bølgjelengda til lyset aukar med frekvensen. Altså kan ein bileteleg seie at desse partiklane ser større ut for eit blått foton enn eit grønt eller raudt foton, og dermed kolliderer blå foton oftare enn foton med lågare frekvens, og meir blått lys blir dermed sendt ut i alle retningar enn grønt og raudt lys som i større grad blir i solstrålen heile vegen ned til bakken. Med denne forklaringa skulle ein kanskje tru at himmelen burde vore fiolett, ettersom fiolett har endå kortare bølgjelengd enn blått.

**Figur 1.** Fotografi av bygda Moredal i Telemark ein påskedag i 2018, med fleire blånar bak kvarandre utover mot horisonten. (Foto: Aasmund Sudbø)

Men for så korte bølgjelengder er vi i ytterkant av sensitivetsområdet til auga våre som difor ikkje oppfattar desse fiolette fotona like godt. Tilfeldige optiske prosessar rår også i auget, ved at eit foton må plukke ut ein tilfeldig av dei mange lyssensorene (tappane og stavane) i netthinna, og fotonet må plukke ut eit tilfeldig av dei mange lysabsorberande molekyla i kvar sensor. Sensorane er kopla til nerveceller som strekker seg frå netthinna til synsdelen av hjernen. Desse nervecellene sender elektriske pulsar til hjernen, og takten på dei elektriske pulsane mellom netthinne og hjerne må forandre seg for at ein skal sanse lyset [1].

## Daghimmelen

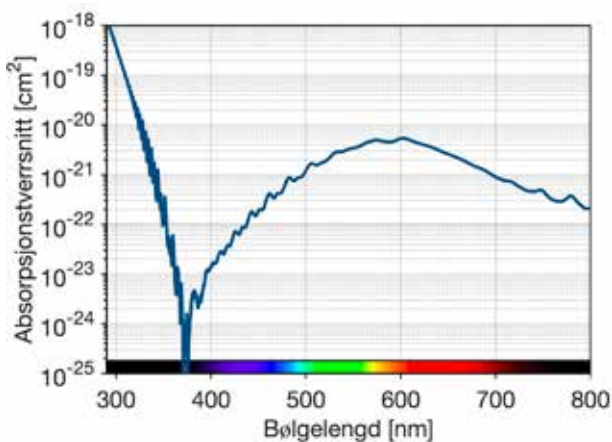
La oss vidare sjå litt nærmare på sannsyn for spreiking og kvifor fjell langt vekke òg ser blå ut. For kvar lysfrekvens er som nemnt molekylet karakterisert av eit spreingstverrsnitt  $\sigma_m$ , definert ved at sannsynet for at molekylet skal spreie eit enkeltfoton ut av ein lysstråle er  $\sigma_m/A_s$ , der  $A_s$  er arealet av strålen. Ved gitt trykk og temperatur vil i gjennomsnitt kvart molekyl kunne tilordnast eit volum  $V = d_m^3$ , der  $d_m$  er sidekantar i ein kube rundt molekylet. Dersom lufta hadde vore ein ideell gass ved standard trykk og temperatur, kan ein rekne ut molekyltettleiken

i lufta  $n = d_m^{-3}$ , med  $d_m = 0,735$  nm. For ein slik gass kan vi seie at arealet av tverrsnittet til den fotonstrålen som treffer eit aleinemolekyl er  $d_m^2$ , og for kvar veglengde  $d_m$  som fotonet går langs lysstrålen møter det eit nytt molekyl. Sannsynet for at eit foton skal bli spreidd ut av strålen av eit aleinemolekyl er  $\sigma_m/d_m^2$ . La oss sjå på ein lysstråle som går tilnærma horisontalt gjennom lufta, slik at  $d_m$  er tilnærma konstant langs strålen. Sannsynet for at fotonet har gått ein veg  $L$  langs lysstrålen utan å bli spreidd er då lik

$$p(L) = e^{-n\sigma_m L}. \quad (1)$$

Lys er straum av foton, og kvart foton ber med seg ein energi på  $W_p = hf$ , der  $h$  er Plancks konstant og  $f$  er frekvensen til lyset. Om vi ser på ein lysstråle som går frå sola ned gjennom atmosfæren så er den karakterisert av ein irradians som er null utanfor strålen og tilnærma konstant i strålen. Når sola står høgt på ein klar himmel er ein typisk verdi for irradiansen  $1 \text{ kWm}^{-2}$ . La oss taka som representativt for solstrålar i atmosfæren at fotonbølgjelengda er  $555$  nm og strålearealet er  $d_m^2$ , som om atmosfæren hadde vore ein ideell gass med standard trykk og temperatur. Effekten i den representative solstrålen blir då  $1 \text{ kWm}^{-2}$  gonger  $d_m^2$ . Om vi dividerer denne effekten med fotonenergien, får vi talet på foton per sekund som treff eit typisk enkeltmolekyl,  $1,5 \cdot 10^5 \text{ s}^{-1}$ .

Når eit molekyl står i lysbølgjene, vil dei negativt ladde elektronane i molekylet svinge relativt til dei positivt ladde kjernane. Ein slik svingande dipol har ei negativ ladning som er akselerert, og sender difor ut elektromagnetiske bølgjer, meir dess høgare svingefrekvensen er. I elektromagnetismen kan vi finne at når bølgjelengda er stor, har ein slik liten dipol eit spreingstverrsnitt som er proporsjonalt med fjerde potens av svingefrekvensen, altså proporsjonalt med  $\lambda^{-4}$  [2], der  $\lambda$  er bølgjelengda. Slik



**Figur 2.** Absorpsjonstverrsnittet til ozonmolekylet som funksjon av bølgjelengda til lyset [4].

lysspreiing blir kalla rayleighspreiing, etter den britiske fysikaren Lord Rayleigh som fyrst fann ein fysisk modell for dette fenomenet.

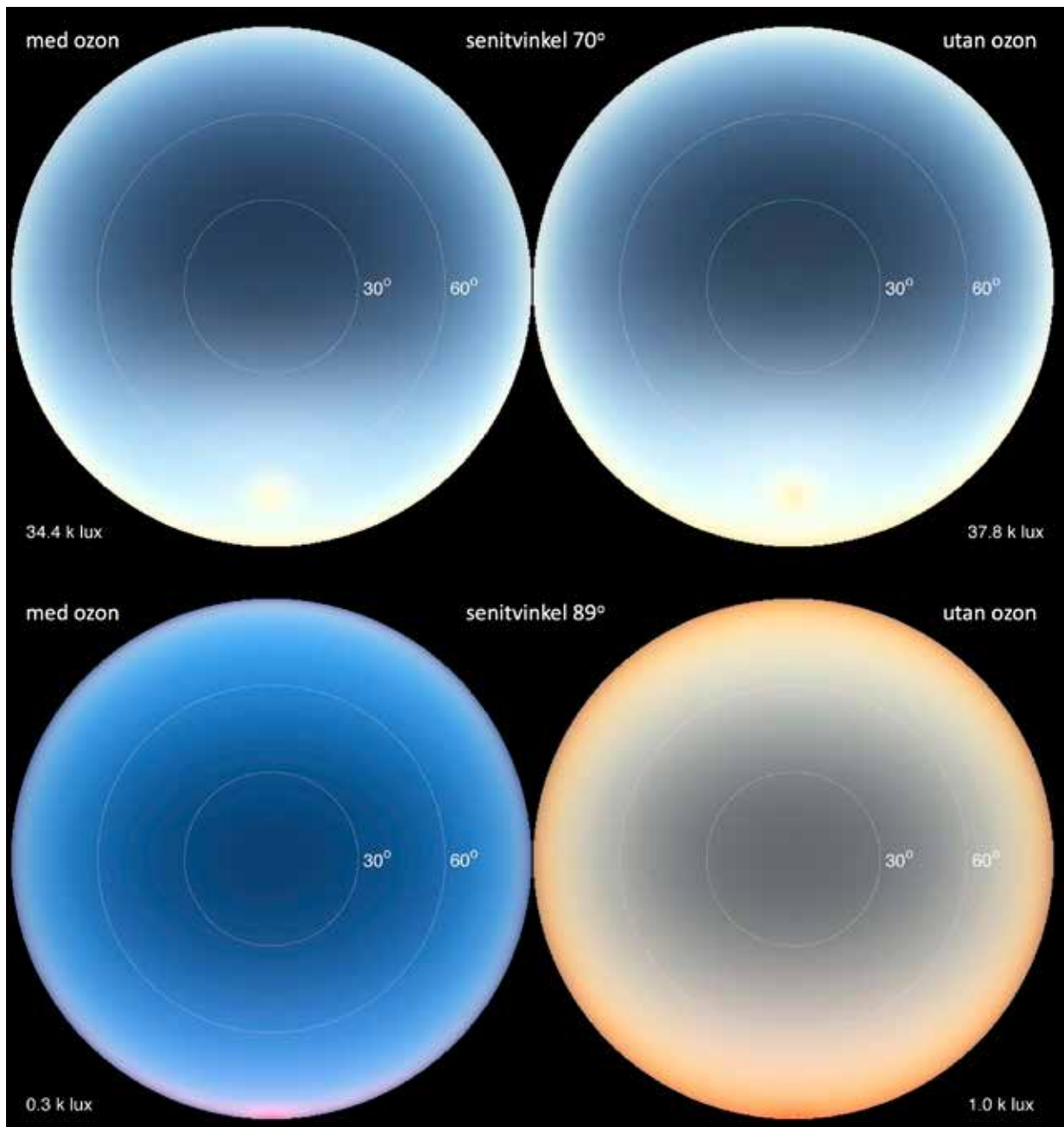
Blåfargen på landskapet langt borte kjem av sollys som er spreidd av atmosfæren mellom oss og landskapet. Når avstanden blir tilstrekkeleg stor, vil det spreidd blå lyset frå atmosfæren gi eit betydeleg tillegg til lyset som kjem direkte frå landskapet. Dette fenomenet har sjølvstund ikkje gått upåakta i litteraturen: «Då det lysna av dag slepte stallkaren dei sju folane. Dei sprang avstad, og guten etter; og så kan det vel hende det gjekk både over berg og dal, gjennom busk og kjerr. – Ja, nå ser eg liksom ei stripe som blånar langt, langt borte, sa Oskeladden.» Slik står det i eventyret om naturfenomenet blåne, dette at ein fjelltopp i horisonten langt borte ser lysare og blåare ut enn om han er nære. Vi veit at blåfargen er knytt til lysbølgjelengder mellom  $450$  nm og  $500$  nm. Som fjellvandraren veit vi at når atmosfæren er på sitt klaraste, må fjelltoppen vera fleire titals kilometer borte for at han skal stå fram som ein blåne.

Menneskeauget sansar ikkje ultrafiolett lys, men slikt lys er det ein del av i sollyset, og ettersom det har høgare frekvens enn blått lys, blir det spreidd endå meir effektivt. Denne effekten står sentralt i doktorarbeidet til Jonas Gliš [3]. Gliš har brukt eit video-kamera til å filme ultrafiolett lys ved  $310$  nm som blir spreidd frå gassane som strøymer ut frå vulkanar. Han brukar bileta av vulkanfjellsida til å estimere svekkingskoeffisienten, som er produktet av  $n$  og  $\sigma_m$  i likning (1), for ultrafiolett lys som går frå fjellsida gjennom lufta fram til videokameraet. I desse bileta tekne med ultrafiolett lys står vulkanen fram som ein «blåne», endå om vulkantoppen er mindre enn  $10$  km borte. I likning (1) ligg det faktum at når fotonet har gått så langt som  $10$  km langs ein solstråle så har det møtt på  $10^{13}$  luftmolekyl. Er bølgjelengda kort nok, blir sannsynet stort for at rayleighspreiing i lufta skal sende fotona ut av strålen i løpet av ei veglengde på  $10$  km.

### Himmelen i skumringstimen

I tillegg til å spreie sollyset, kan nokre gassar òg absorbere delar av spekteret. Dette gjeld spesielt gassen ozon, der energien til innkomande foton med visse bølgjelengder går med til å dissosiere  $\text{O}_3$  til  $\text{O}_2 + \text{O}$ . Dette er kompliserte elektrodynamiske prosessar som er vanskeleg å modellere, og vi må difor vanlegvis basere oss på målingar av absorpsjonstverrsnitt for slike molekyl.

Himmelen er altså blå om dagen fordi molekyl i atmosfæren spreier meir sollys med korte bølgjelengder (høgare frekvens) frå atmosfæren og ned til oss, samanlikna med lengre bølgjelengder. Derimot forandrar situasjonen seg når sola



**Figur 3.** Simulering av fargen på lyset frå himmelen med ozonlag (til venstre) og utan ozonlag (til høgre), om dagen (øvre panel) og ved solnedgang (nedre panel). Total belysingsstyrke frå heile himmelen er gitt i kilolux for dei ulike tilfella. Observasjonsvinkelen ved 30 og 60 grader frå senit er indikert med to sirkular i kvar delfigur. Simuleringane er gjort med strålingstransportmodellen AccuRT [5,6].

har gått ned. Perioden når det verken er fullt dagslys eller heilt mørkt blir kalla tussemørke eller den blå timen, der fargen på himmelen over oss er blå som om dagen, men med ein litt annan blåtone. Det er lite kjent at fargen på himmelen i denne skumringstimen ikkje kan forklarast med rayleighspreiing. Problemet er at det svake lyset som no fargar himmelen har gått gjennom veldig mykje atmosfære, og burde difor mist blåfargen sin på vegen, ettersom blått lys blir spreidd vekk meir effektivt enn lys med lengre bølgjelengder. Lysstrålen som er kjelde til det spreidde lyset i skumringstimen er no dominert av raudt lys, og

sjølv om lyset blir spreidd vidare ned til oss frå molekyl i lufta, vil det ikkje kunne få tilbake blåfargen. Ein atmosfære med berre rayleighspreiing ville gitt ein slags gulkvit gusten kveldshimmel.

Heldigvis blir vi redda av ozonlaget. Som vist i figur 2 absorberer ozonlaget ikkje berre ultrafiolett stråling, men òg ein betydeleg del av det synlege spekteret, med dominans i raudt. Når sola står lågt på himmelen vil denne absorpsjonen av raudt sollys dominere over tapet av blått lys frå rayleighspreiing.

Effekten er lett å teste med ein numerisk modell for strålingstransport, der vi kan gjere simuleringar av himmellyset for ulike solhøgder,

både med og utan ozonlag.

Resultata frå modellen (figur 3) viser tydeleg at når sola er godt over horisonten, har ozonlaget ingen effekt på fargen, og rayleighspreiing er då nok til å forklare blåfargen. Men når sola kjem nær horisonten, ser vi at ozonlaget er avgjerande for blåfargen som òg får ein ny tone. Som vi ser av lysstyrken ville himmelen vore lysare utan eit absorberande ozonlag, men sjølv om himmelen blir mørkare, kan vi takke ozonlaget, ikkje berre for å beskytte oss mot skadelege ultrafiolette strålar, men òg for å gi oss – etter vår meining – ein vakrere himmel ved solnedgang, og dermed ein vakrere blå skumringstime. ■

Stor takk går til redaktørane for omfattande hjelp i dei mange rundane med dette manuskriptet, og takk til Johannes Skaar for konstruktive innspel og interessante diskusjonar.

### Referansar

1. G. Manasseh, C. de Balthasar, B. Sanguinetti, E. Pomarico, N. Gisin, R. Grave de Peralta og S.L.

Gonzalez. «Retinal and post-retinal contributions to the quantum efficiency of the human eye». (2012) arXiv:1208.1652.

2. D.J. Griiffiths. *Introduction to Electrodynamics*. Prentice–Hall (1999), sec. 11.1.
3. J. Gliß. «Passive UV remote sensing of volcanic sulphur and halogen emissions». Matematisk-naturvitskapeleg fakultet ved Universitetet i Oslo (2017).
4. S. Voigt, J. Orphal, K. Bogumil & J. P. Burrows. «The temperature dependence (203–293 K) of the absorption cross section of O<sub>3</sub> in the 230–850 nm region measured by Fourier-transform spectroscopy». *J. Photochem. Photobiol* (2001) A 143: s. 1–9.
5. B. Hamre, S. Stamnes, K. Stamnes og J. Stamnes. «AccuRT: A versatile tool for radiative transfer simulations in the coupled atmosphere-ocean system». *AIP Conference Proceedings* 1810, 120002 (2017); doi: 10.1063/1.4975576.
6. K. Stamnes, G.E. Thomas & J.J. Stamnes. *Radiative Transfer in the Atmosphere and Ocean*. 2 ed., Cambridge University Press (2017). doi:10.1017/9781316148549

---

## Kommentar:

### Programmering i fysikk

FFV nr. 3 frå 2018 har ein artikkel med tittel «Programmering for fysikkens skyld». Ein hovudfagsstudent eg hadde for nokre år sidan fortalde meg om korleis han hadde opplevd eit kurs som hadde databehandlinga integrert frå starten: «Vi lærte mange nyttinge ting om databehandling, men ikke så mye om fysikk». Uansett: Ein datamaskin er sjølv sagt eit fantastisk hjelpemiddel innanfor fysikk. Men dersom det finst enkle analytiske løysingar kan desse gje ein del innsikt som ikkje er så tydeleg om ein berre sit med ei numerisk løysing.

Her vil eg ta fram eit eksempel frå den nemnde artikkelen i FFV: Ein lekam med masse  $m$  som fell loddrett i tyngdefeltet og har ein luftmotstand proporsjonal med kvadratet av farten  $v$ . Likninga for rørsla blir då

$$m \frac{dv}{dt} = mg - kv^2. \quad (1)$$

Likninga kan rimeleg lett integrerast opp og eg finn at farten ved tida  $t$  etter at lekamen blei sleppt blir

$$v = v_f \frac{((v_f + v_0) - (v_f - v_0) e^{-\beta t})}{((v_f + v_0) + (v_f - v_0) e^{-\beta t})}, \quad (2)$$

der  $v_0$  er utgangsfarten ved tida  $t = 0$ , og

$$v_f = \sqrt{\frac{mg}{k}}, \text{ og } \beta = 2 \sqrt{\frac{gk}{m}}. \quad (3)$$

Frå (2) ser me at farten er  $v_0$  ved  $t = 0$  og at farten blir  $v_f$  ved  $t \rightarrow \infty$ . Her er  $v_f$  den farten lekamen får etter «ei stund» (formelt  $t \rightarrow \infty$ ) når luftmotstanden balanserer tyngdekrafta, dvs. når akselerasjonen blir null, jfr. likning (1).

Frå likningane i (3) ser me at rørsla er bestemt av forholdet  $m/k$ . Er lekamen lett tek det stutt tid før lekamen oppnår den konstante farten  $v_f$ , som blir mindre enn for ein tyngre lekam. Og me ser at luftmotstanden blir mindre viktig dess tyngre lekamen er. Så kan me sjølv sagt plote farten  $v$  slik som figuren i FFV-artikkelen (figur 5 på side 73). Figuren får sjølv sagt fram den asymptotiske oppførselen ved  $t \rightarrow \infty$ . Men informasjonen i (3) er det ikkje så lett å få auge på, meiner no eg ...

Men når en kjem til skrått kast vil ein sjølv sagt ha stor nytte av eit dataprogram som kan syne korleis parabelbanen ein har for  $k = 0$  blir deformert når luftmotstanden (gjeve ved  $k$ ) aukar.

Så min konklusjon er: Bruk gjerne databehandling, men sjekk fyrst om det finst enkle, lærerike analytiske løysingar!

Jan Olav Eeg

# 150 år med Periodisk system for grunnstoff

**At grunnstoffa sine kjemiske og fysiske eigenskapar kan bli framstilt som funksjon av atommassane i ein periodisk tabell var ei epokegjerande nyvinning på 1860-tallet. Alle kjente grunnstoff, både dei naturlege og dei kunstig framstilte, lar seg innpasse i Det periodiske systemet, i overtydande samsvar med den kvantemekaniske forståinga av alt jordisk materiale.**

**Emil J. Samuelsen** Institutt for fysikk, NTNU

Begrepet *atom* blei innført av grekarar som Demokrit omkring 400 år før Kristus som dei minste, udelelege byggelementa i alt materiale. Det moderne atombegrepet vaks fram på 1600- og 1700-tallet med namn som engelskmannen Robert Boyle og franskmannen Antoine-Laurant de Lavoisier, med engelske John Dalton, tyske Johann W. Döbereiner og også svenske J. Jakob Berzelius litt seinare. Oppstilling av det periodiske systemet av grunnstoffa på 1860-tallet var eit avgjerande viktig steg mot aksept av atombegrepet. I år feirer vi 150-årsjubileum for Det Periodiske systemet basert på Dmitrij Mendelejev si publisering våren 1869. Men også mange andre forskarar har gitt betydelege bidrag.

## Grunnstoff

Mange grunnstoff var kjente heilt frå oldtida, sånn som gull, sølv og koppar, kvikksølv, tinn og sink, seinare også jern, karbon og svovel.

Ut gjennom 1700- og 1800-tallet blei nye grunnstoff funne, og særleg viktig var at den tids kjemikarar brukte kjemiske reaksjonar mellom grunnstoff i gassform som hydrogen, oksygen, nitrogen og klor til å bestemme *relative atommassar*. Vidare, med reaksjonar mellom metalliske

grunnstoff og hydrogen eller oksygen, fekk dei informasjon om relativ atommassar også for grunnstoff i fast form. Atommassane blei bestemte i forhold til det lettaste grunnstoffet hydrogen H, ei ordning som framleis er i bruk i litt modifisert form under namnet *atommassetall A*.

I 1808 presenterte John Dalton sin atomistiske teori og nytta seg av relative atommassar av oksygen, nitrogen, karbon, fosfor og svovel som då var kjente. Han innførte også ideen at samansette stoff som oksid og hydrid måtte bestå av heiltallige antall atom av kvart slag, slik som karbonoksid: Det kan vere CO eller CO<sub>2</sub>, men ikkje CO<sub>1,5</sub>. Dette representerer sjølvsteg eit sers viktig steg i retning av moderne *støkiometri* i kjemien, noko som blei vidareført av mellom andre Jakob Berzelius. (Støkiometri betyr at ved kjemiske reaksjonar er det heiltallsforhold mellom mengdene [molekyl eller atom] av dei reagerande stoffa). Berzelius er elles den som introduserte bokstavsymbol som vi nyttar den dag i dag på grunnstoffa, som H for hydrogen, C for karbon, O for oksygen, Cl for klor, osv.

På 1860-tallet hadde ein bestemt den relative atommassen til over 60 grunnstoff.

## Søk etter mønster

Utover på 1800-tallet var det mange forskarar som meinte å registrere visse mønster blant dei grunnstoffa som til kvar tid var kjente.

Alt i 1817 meinte Johann W. Döbereiner å sjå eit mønster med tre og tre grunnstoff i kvar gruppering med liknande kjemiske eigenskapar, noko han kalla for *triadar*. Tre eksempel er klor, brom og iod; kalsium, strontium og barium; litium, natrium og kalium.

I dag veit vi at den første grupperinga er tre *halid*, som liknar kvarandre ved at dei dannar negative ion; den andre grupperinga er tre *jordalkaliemetall*

	4 werthig	3 werthig	2 werthig	1 werthig	1 werthig	2 werthig
Differenz =	-	-	-	-	Li = 7,03	(Be = 9,3?)
	-	-	-	-	16,02	(14,7)
Differenz =	C = 12,0	N = 14,04	O = 16,00	Fl = 19,0	Na = 23,05	Mg = 24,0
	16,5	16,96	16,07	16,46	16,08	16,0
Differenz =	Si = 28,5	P = 31,0	S = 32,07	Cl = 35,46	K = 39,13	Ca = 40,0
	89,1/2 = 44,55	44,0	46,7	44,51	46,3	47,6
Differenz =	-	As = 75,0	Se = 78,8	Br = 79,97	Rb = 85,4	Sr = 87,6
	89,1/2 = 44,55	45,6	49,5	46,8	47,6	49,5
Differenz =	Sn = 117,6	Sb = 120,6	Te = 128,3	J = 126,8	Cs = 133,0	Ba = 137,1
	89,4 = 2*44,7	87,4 = 2*43,7	-	-	(71 = 2*35,5)	-
	Pb = 207,0	Bi = 208,0	-	-	(TI = 204?)	-

**Figur 1.** J.L. Meyer si oppstilling av kjente grunnstoff med relativ atommassar, gruppert etter kjemisk valens («werthig»). (Frå boka *Die modernen Theorien der Chemie*, 1864)

som dannar toverdige positive ion; og den tredje er tre *alkaliemetall*, som dannar einverdig positive ion. Atommassen av det midterste atomet i kvar *triade* er tilnærma lik middelveidien av dei to andre. Problemet med denne grupperingsmåten er at triadane seinare viste seg å ha fleire enn tre medlemmer.

I 1862 publiserte ein franskmann, A.-E. Beguyer de Chancourtois, ei inndeling i grunnstoff med tiltakande atommasse, men arbeidet blei ikkje lagt merke til. To år seinare kom eit interessant arbeid av engelske John Newland. Også han ordna dei 62 kjente grunnstoffa etter aukande atommasse, og meinte å sjå eit mønster av grupper på *åtte* der eigenskapane gjentok seg, kalla *lov av oktavar*. Men han meinte å sjå dette som ein analogi til oktavar i musikken, og det førte til at arbeidet ikkje blei akseptert for publisering. Men det engelske Chemical Society tildelte han likevel ein medalje for arbeidet i 1871. Ein annan engelskmann, William Odling, la også fram ei oppstilling av grunnstoff i 1864, mellom anna med rett plassering av thallium, bly og kvikksølv, men han blei mistenkt for plagiat.

I Tyskland gjorde Julius Lothar Meyer i 1862 og 1864 merke til at der blant 28 grunnstoff som han hadde oversyn over, er systematiske variasjonar av eigenskapar, gruppert etter *atomvalens* (figur 1). Og berre kort tid etter Mendelejevs publikasjonar i 1869 offentleggjorde Meyer ein revidert versjon som likna sterk på Mendelejevs periodiske oppstilling.

Men det er Dmitrij Mendelejev sin versjon av Det periodiske systemet som er 150-årsjubilanten i år.

### Dmitrij Mendelejev

Dmitrij Ivanovitsj Mendelejev sin heimby er Tobolsk, som ligg på austsida av Uralfjella, altså i den asia-

**Figur 2.** Portrett av Dmitrij Mendelejev.



### ОПЫТЪ СИСТЕМЫ ЭЛЕМЕНТОВЪ.

ОСНОВАННОЙ НА ВЪЗЪ АТОМНОМЪ ВЪЗЪ И ХИМИЧЕСКОМЪ СХОДСТВЪ.

		Ti = 50	Zr = 90	? = 180.	
		V = 51	Nb = 94	Ta = 182.	
		Cr = 52	Mo = 96	W = 186.	
		Mn = 55	Rh = 104,4	Pt = 197,4	
		Fe = 56	Rn = 104,4	Ir = 198.	
		Ni = Co = 59	Pi = 106,4	O = 199.	
		Cu = 63,4	Ag = 108	Hg = 200.	
H = 1	Be = 9,4	Mg = 24	Zn = 65,2	Cd = 112	
	B = 11	Al = 27,4	? = 68	U = 116	Au = 197?
	C = 12	Si = 28	? = 70	Sn = 118	
	N = 14	P = 31	As = 75	Sb = 122	Bi = 210?
	O = 16	S = 32	Se = 79,4	Te = 128?	
	F = 19	Cl = 35,4	Br = 80	I = 127	
Li = 7	Na = 23	K = 39	Rb = 85,4	Cs = 133	Tl = 204.
		Ca = 40	Sr = 87,4	Ba = 137	Pb = 207.
		? = 45	Ce = 92		
		?Er = 56	La = 94		
		?Yt = 60	Di = 95		
		?In = 75,4	Th = 118?		

Д. Менделѣевъ

**Figur 3.** 'Opitj Sistemij Elementovj', Dmitrij Mendelejevs første oppstilling av mønster etter atommasse blant 63 grunnstoff som var kjente i 1869. På tre plassar står det berre '?'.>

tiske delen av Russland. Han var fødd i 1834 som den yngste av ein stor søskenflokk. 14 år gammal var han då dei flytta til St. Petersburg, der Dmitrij fekk utdanninga og seinare tok sin universitetsgrad, i 1856. På eit statleg stipend var han fire år i Tyskland knytt til universitetet i Heidelberg. I 1864 blei han utnemnd til professor ved Teknologisk institutt i St. Petersburg, og blei professor i kjemisk teknologi i 1865 og full professor i kjemi frå 1867 ved Det statlege universitetet i St. Petersburg. Han disputererte for doktorgraden i 1865.

I 1861 utgav Mendelejev (figur 2) ei lærebok i organisk kjemi. Då han også skulle undervise i uorganisk kjemi, fann han at han sjølv burde skrive ei lærebok som skulle bli betre enn dei eksisterande. Boka «Основы Химий» (*Osnovij chimij* = «Prinsipp i kjemien») kom ut over fire år, 1868–71. Men under arbeidet med å beskrive grunnstoffa fekk han syn for eit mønster av samheng mellom atommassar og kjemiske eigenskapar som resulterte i oppstillinga av «Det periodiske systemet av grunnstoff».

Figur 3 viser ei oppstilling undervegs, med 63 grunnstoff. Her har han framstilt «liknande eigenskap» i horisontal retning, og «aukande atom-

**Periodesystemet for grunnstoffa**

*Grupper, 1-18*

1 H 1,0 Hydrogen																	2 He 4,0 Helium
3 Li 6,9 Lithium	4 Be 24,3 Beryllium											5 B 10,8 Bor	6 C 12,0 Kulstof	7 N 14,0 Nitrogen	8 O 16,0 Oxygen	9 F 19,0 Flour	10 Ne 20,2 Neon
11 Na 23,0 Natrium	12 Mg 40,1 Magnesium											13 Al 27,0 Aluminium	14 Si 28,1 Silisium	15 P 31,0 Fosfor	16 S 32,1 Svovel	17 Cl 35,5 Chlor	18 Ar 39,9 Argon
<i>Overgangsmetall</i>																	
19 K 39,1 Kalium	20 Ca 40,1 Kalsium	21 Sc 45,0 Scandium	22 Ti 47,9 Titan	23 V 50,9 Vanadium	24 Cr 52,0 Chrom	25 Mn 54,9 Mangan	26 Fe 55,8 Jern	27 Co 58,9 Cobolt	28 Ni 58,7 Nikkel	29 Cu 63,5 Cobber	30 Zn 65,4 Zink	31 Ga 69,7 Gallium	32 Ge 72,6 Germanium	33 As 74,9 Arsen	34 Se 79,0 Selen	35 Br 79,9 Brom	36 Kr 83,8 Krypton
37 Rb 85,5 Rubidium	38 Sr 87,6 Strontium	39 Y 88,9 Yttrium	40 Zr 91,2 Zirkonium	41 Nb 92,9 Niobium	42 Mo 95,9 Molybden	43 Tc 97,0 Technetium	44 Ru 101,1 Ruthenium	45 Rh 102,9 Rhodium	46 Pd 106,4 Palladium	47 Ag 107,9 Sølv	48 Cd 112,4 Kadmium	49 In 114,8 Indium	50 Sn 118,7 Tin	51 Sb 121,8 Antimon	52 Te 127,6 Tellur	53 I 126,9 Iod	54 Xe 131,3 Xenon
55 Cs 132,9 Cæsium	56 Ba 137,3 Barium											81 Tl 204,4 Thallium	82 Pb 207,2 Bly	83 Bi 209,0 Bismuth	84 Po 209,0 Polonium	85 At 210,0 Astatin	86 Rn 222,0 Radon
87 Fr 223,0 Francium	88 Ra 226,0 Radium											111 Uut 284,0 Ununtrium	112 Uuq 289,0 Ununquadium	113 Uup 288,0 Ununpentium	114 Uuh 293,0 Ununhexium	115 Uus 294,0 Ununseptium	116 Uuo 294,0 Ununoctium
<i>Lantanidar og actinidar</i>																	
57 La 138,9 Lantan	58 Ce 140,1 Cerium	59 Pr 140,1 Praseodym	60 Nd 144,2 Neodym	61 Pm 145,0 Promethium	62 Sm 150,4 Samarium	63 Eu 152,0 Europium	64 Gd 157,3 Gadolinium	65 Tb 158,9 Terbium	66 Dy 162,5 Dysprosium	67 Ho 164,9 Holmium	68 Er 167,3 Erbium	69 Tm 168,9 Thulium	70 Yb 173,0 Ytterbium	71 Lu 175,0 Lutetium			
89 Ac 227,0 Actinium	90 Th 232,0 Thorium	91 Pa 232,0 Protactinium	92 U 238,0 Uran	93 Np 237,0 Neptunium	94 Pu 244,0 Plutonium	95 Am 243,0 Americium	96 Cm 247,0 Curium	97 Bk 247,0 Berkelium	98 Cf 251,0 Californium	99 Es 254,0 Einsteinium	100 Fm 257,0 Fermium	101 Md 258,0 Mendelevium	102 No 259,0 Nobelium	103 Lr 260,0 Lawrencium			

*Periodar, 1-7*

**Figur 4.** Periodiske systemet av grunnstoffa. Lysgult: alkaliemetall. Gult: Jordalkaliemetall. Utan farge: Overgangsmetall. Lys blågrønt: andre metall. Lys blått: Metalloid og halvleiarar. Grått: Ikkjemetall. Grønt: Halid. Blått: Edelgassar. Orange: Lantanidar, atomnummer 57–71. Beige: Actinidar, atomnummer 89–103. Kunstige grunnstoff med merke Uxx har nyleg fått godkjente namn, sjå [1].

I tabellen er grunnstoff i kvar rute forsynt med atomnummeret, symbolet, atommassetallet og namnet (med svært små bokstavar).

masse» vertikalt nedover. Ein ser at han hadde problem med å plassere hydrogen, at alkaliemetalla er plasserte etter halogena, og at det vi no kallar overgangsmetalla er plasserte for seg. Edelgassar er ikkje med, og heller ikkje er «lantanida» klassifisert. Enkelte plassar står tomme, som atommassane 45, 68, 70 og 180. Overskrifta er *Opitj sistemy elementovj* («Observert system grunnstoffleg»).

Oppstillinga blei bearbeidd og presentert for Det russiske kjemiske selskap 18. mars 1869, og blei også trykt i eit russisk kjemitidsskrift. Litt seinare kom det på tysk i *Zeitschrift für Chemie* 12 s. 405–406 (1869).

Det er lett å sjå at Meyer si oppstilling og Mendelejev si er i stor grad samanfallande, men Meyers publisering kom litt seinare enn Mendelejevs, og slik det er blitt Mendelejev som er grunnlaget for 150-årsjubileet. Men eit viktig ekstra poeng er at Mendelejev brukte tabellen sin til å føreseie fleire nye grunnstoff og jamvel kva eigenskapar dei skulle ha. Spesielt kjente er føreseinga av «eka»-atoma «eka-bor» som er scandium på tomplassen

45, «eka-aluminium» som er gallium på tomplassen 68, og «eka-silisium» som er germanium på tomplassen 70. *Eka* er sanskrit for tallet «ein», som Mendelejev innførte til ære for ein filologivenn.

Dei spådde stoffa blei funne i 1879, 1875, og 1885, med atommassane 45,0; 69,7 og 72,6; ein stor triumf for Mendelejev.

Dmitrij Mendelejev blei foreslått som kandidat for nobelpris både for 1906 og 1907, men det blei argumentert mot han, serleg av Svante Arrhenius, at det var gått for lang tid sidan han lanserte sitt periodiske system.

Mendelejev døyde i 1907.

### Det atomær materialbegrepet

John Daltons atomteori er i godt samsvar med at kjemiske reaksjonar skjer støkiometrisk, og oppdaginga av Det periodiske systemet for grunnstoffa utgjer ein avgjerande stønad for atombegrepet. Vidare utvikling etter 1870-åra har bekrefta dette. I 1897 blei eksistensen av elektronet avslørt av Thomson, og Rutherford og medarbeidarar sitt

spreiingseksperiment frå 1909 viste at atoma har kjernar som inneheld det meste av atommassen. Niels Bohr utvikla atombildet teoretisk (i 1913) med positiv kjerne med dei negative elektronane i stasjonære baner rundt, seinare vidareutvikla til det moderne kvantemekaniske bildet. Det periodiske systemet er heilt i samsvar med det kvantemekaniske atombegrepet, og kan som kjent forklarast utifrå «Aufbauprinsippet av elektron» bygd på hovudkvantetall  $n$ , vinkelkvantetall  $l$ , magnetisk kvantetall  $m$  og spinnkvantetall  $S$  av elektronane (etter det såkalla Pauli-prinsippet og regel om «største multiplisitet»).

Seinare blei det klarlagt at grunnstoffatoma består av positive kjernar av (positivt ladde) proton og (nøytrale) nøytron, omgitt av eit system av elektron. At eitt og same grunnstoffet kan føreligge med ulike antall nøytron i kjernen, gir opphav til at massetallet kan variere, noko som har gitt begrepet *isotop*.

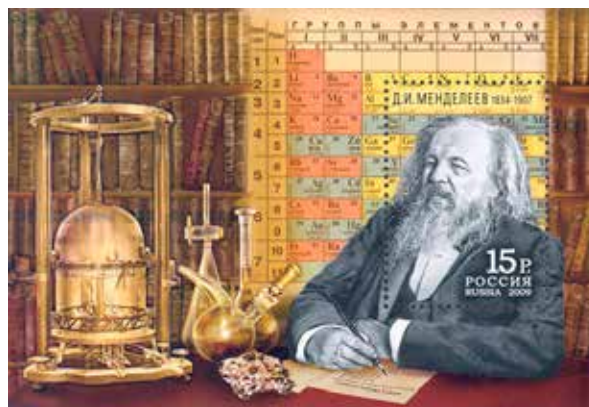
Massen til kvart naturleg grunnstoff blir gitt med eit tall som blir kalla (relativ) atommasse  $A$  for stoffet, med eining  $u \equiv 1,660566 \cdot 10^{-27}$  kg, som er litt mindre enn atommassen til hydrogenatomet. Atommassetallet  $A$  skal altså multipliserast med  $u$  for å få fram massen av atomet i eining [kg].

Som nemnt før har grunnstoffa fått tilordna namn og bokstavsymbol ( $X$ ) (etter forslag frå Berzelius) og blir nummererte etter tallet  $p$  på proton i kjernen (eller tallet på elektron i dei nøytrale atoma), skriven med  $A$  og  $p$  som øvre og nedre preindeks:  ${}^A_pX$  slik som  ${}^{12}_6\text{C}$  for karbon,  ${}^{16}_8\text{O}$  for oksygen, og  ${}^{36}_{17}\text{Cl}$  for klor. Ofte blir berre eit av preindeksane vist, t.d. for jern med symbolet  ${}^{26}\text{Fe}$  for atomnummer 26. Massetallet  $A$  for naturleg jern er 55,8, men jern finst i naturen som fleire isotop: 5,8%  ${}^{54}\text{Fe}$ ; 91,8%  ${}^{56}\text{Fe}$ ; 2,1%  ${}^{57}\text{Fe}$ ; 0,3%  ${}^{58}\text{Fe}$ .

### Gjeldande Periodisk system

Ei moderne oppstilling av Periodisk system av grunnstoff er vist i figur 4. Kvar linje blir kalla ein periode, og kvar kolonne er ei gruppe. Stoffa i kvar gruppe har same eller liknande kjemiske eigenskapar. Ser vi bort frå atomnummer 1, hydrogen, som er spesielt, er dei 12 første gruppene i tabellen metall.

Sidan Mendelejev si tid har nye grunnstoff blitt føyde til etter kvart som dei blei funne og påviste, i godt samsvar med den periodiske systematikken. Eit interessant tilfelle er atomnummer 43. Grunn-



Figur 5. 15-rubel-frimerke utgitt i Russland i 2009.

stoffet er ustabil og finst ikkje i naturen, men blei framstilt «teknisk» ved partikkelbombardement av molybden i 1937 og fekk namnet technetium, Tc.

Detaljar og historie om dei einstilte grunnstoffa kan ein finne i referanse [2].

I tabellen er også hittil kjente kunstig framstilte grunnstoff med høge atomnummer tatt med, fram til nummer 118. Mange av desse sist framstilte kunstige stoffa har enno ikkje fått godkjente namn. Sjå elles figurteksten til figur 4 for fargesymbola.

Ein nordmann, Torbjørn Sikkeland (1923–2014), deltok i arbeidet ved Berkeley i California, som førte til oppdaging av dei kunstige grunnstoffa nobelium  ${}^{259}_{102}\text{No}$  og lawrencium  ${}^{260}_{103}\text{Lr}$ .

### Jubileum

150-årsjubileet blir markert over heile verda, både i vitenskapsfora og i blad og aviser. Unesco har vedtatt at 2019 skal feirast som *International Year of the Periodic Table*. I Russland blei det gitt ut eit eige Mendelejev-frimerke i 2009 (figur 5).

Det periodiske systemet er omtalt i alle fall to gonger før i *Fra Fysikkens Verden*, i 1953 av Ellen Gleditsch [3] og i 1970 i samband med 100-årsjubileet av Knut Jostein Knutsen [4]. ■

### Referansar

1. www.periodesystemet.no
2. J. Emsley. *Nature's building blocks. An A-Z-guide to the elements*. Oxford University Press (2011).
3. E. Gleditsch. «Det periodiske system». *Fra Fysikkens Verden* (1953) 15 nr. 2.
4. K.J. Knutsen. «Det periodiske system». *Fra Fysikkens Verden* (1970) 32 nr. 1 s. 9.

# Kvantemekanisk sammenfiltrering:

## Del II Bells ulikheter

**Fenomenet kvantemekanisk sammenfiltrering er knyttet til kvantemekaniske system med flere delsystemer, der kopling opptrer mellom delsystemene også når de er langt fra hverandre. Den kvantemekaniske bakgrunnen ble gitt i Del I i forrige nummer av FFV, mens konsekvenser og eksperimentelle tester blir diskutert i Del II.**

**Jan Myrheim** Institutt for fysikk, NTNU

### Lokal realisme og skjulte variable

I den første delen av denne artikkelen, der vi beskrev Bells protonspredningseksperiment, snakket vi bare om å måle begge spinnkomponentene langs en bestemt akse, som vi kalte z-aksen. Nå må vi huske på at denne aksen var tilfeldig valgt. Det finnes uendelig mange retninger, matematisk sett ikketellbart mange, som vi kan velge som z-akse, før vi måler spinnkomponentene langs den retningen.

Uansett hvordan vi velger z-aksen, vil vi i følge teorien måle spinnkomponenter som er fullstendig antikorrelerte. Det er kanskje ikke opplagt, uten at vi går litt dypere inn i den kvantemekaniske teorien for spinn. Men en måte å se det på, er at antisymmetrien av spinnbølgefunksjonen,

$$\psi_{\text{spinn}}(s_1, s_2) = -\psi_{\text{spinn}}(s_2, s_1),$$

gjelder uavhengig av retningen på z-aksen, det vesentlige poenget er at vi måler spinnkomponenten for begge protonene langs samme akse, og da observerer vi alltid antikorrelasjon. Hvilken retning den felles aksen har, spiller ingen rolle.

Hvis vi insisterer på en forklaring som ikke involverer spøkelsesaktig fjernvirkning, så må vi altså anta at når de to protonene kolliderer, så fordeles de spinnene + og – mellom seg, ikke bare for en enkelt retning, men for alle mulige retninger samtidig. De kan jo ikke vite på forhånd hvilken z-akse de vil bli målt i forhold til.

La  $\vec{a}$  være en enhetsvektor. Hvert proton må være forberedt på å svare på et spørsmål om det har spinnkomponent + eller – langs denne aksen. Det må altså ha med seg en huskelapp, som vi kan kalle  $a$ , der svaret, + eller –, står skrevet. De to protonene må ha hver sin huskelapp  $a$ , fordi de observeres uavhengig av hverandre, og det som skjer med det ene protonet skal ikke kunne

påvirke hva som skjer med det andre. Fysikken er lokal, i hvert fall liker vi å tro det.

Og det er ikke nok med én huskelapp. Hvert proton må ha med seg fra kollisjonen uendelig mange huskelapper, så det er forberedt på å få målt sin spinnkomponent langs en hvilken som helst akse. Slike huskelapper er fremmedelementer i kvantemekanikken, derfor kalles de skjulte variable. Hvis oppførselen til protonene styres av skjulte variable, så er kvantemekanikken en ufullstendig teori.

I følge den ortodokse tolkningen av kvantemekanikken, representert ved Bohr og Heisenberg, er den en fullstendig teori som ikke har noe behov for skjulte variable. De er ikke bare overflødige, men de er forbudt, fordi en fysisk størrelse som for eksempel en spinnkomponent langs en akse ikke har noen verdi før vi måler den. Teorier som postulerer det motsatte, at måleresultater er forhåndsbestemt av skjulte variable, kalles realistiske. De er realistiske i den forstand at en måling er en konstatering av et resultat som eksisterer før vi måler. Realistiske teorier går ut fra, litt løst sagt, at virkeligheten er objektiv og eksisterer uavhengig av om vi observerer den eller ikke.

Lokalrealistiske teorier begrenser mulighetene; der antas det at alle de skjulte variablene er lokale. Altså at det ikke finnes skjulte variable som koordinerer resultatene av samtidige spinnmålinger på to forskjellige steder.

Det er enkelt å lage en ikke-lokal teori med skjulte variable som reproducerer alle forutsigelsene fra kvantemekanikken. Som John Bell poengterte, er det nettopp den typen modeller vi lager oss hver gang vi simulerer et fysikk eksperiment ved såkalte Monte Carlo-metoder. Teorien kan være deterministisk, slik at sannsynligheter opptrer bare fordi vi ikke har full kunnskap om tilstanden til systemet. Problemet oppstår når vi krever at alle skjulte variable skal være lokale. Kravet om lokalitet legger så sterke begrensninger på hvilke teorier som er mulige, at lokalrealistiske teorier beviselig aldri kan reproducere kvantemekanikken. Forutsigelsene fra slike teorier må nemlig oppfylle Bells ulikheter, og det gjør ikke alltid forutsigelsene fra kvantemekanikken.

### En enkel teori med skjulte variable

Det kan virke som at en teori med uendelig mange skjulte variable, eller huskelapper, må bli en alt for kunstig konstruksjon. Men det er enkelt nok

å finne på en teori der antallet huskelapper er ganske lite. For eksempel kan vi tenke oss at hvert proton husker bare tre tall, nemlig tre spinnkomponenter,  $s_x$  langs  $x$ -aksen,  $s_y$  langs  $y$ -aksen og  $s_z$  langs  $z$ -aksen. Altså en spinnvektor

$$\vec{s} = s_x \vec{i} + s_y \vec{j} + s_z \vec{k}. \quad (16)$$

Spinnkomponenten langs en akse  $\vec{a}$  er skalarproduktet

$$s_a = \vec{a} \cdot \vec{s} = a_x s_x + a_y s_y + a_z s_z. \quad (17)$$

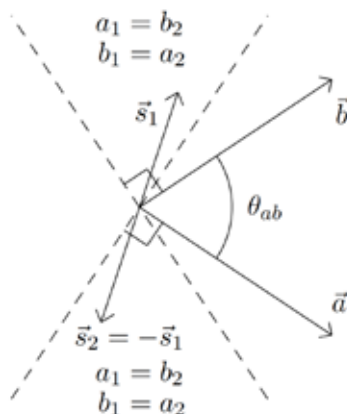
Så postulerer vi at når vi måler spinnkomponenten langs  $\vec{a}$ , så registrerer måleapparatet vårt bare fortegnet av  $s_a$ , altså  $a = +$  hvis  $s_a > 0$  eller  $a = -$  hvis  $s_a < 0$ .

Hvis de to protonene har motsatte spinnvektorer, altså hvis  $\vec{s}_1 = -\vec{s}_2$ , så forutsier denne teorien antikorrelasjon for ethvert valg av akse, slik minimumskravet er for at den skal stemme med kvantemekanikken og med det som observeres eksperimentelt.

Denne enkle teorien forutsier også hvordan samtidige spinnmålinger av proton 1 langs en akse  $\vec{a}$  og av proton 2 langs en annen akse  $\vec{b}$  er korrelert, dersom retningen til spinnvektoren  $\vec{s}_1$  og til  $\vec{s}_2 = -\vec{s}_1$  er uniformt fordelt. Hvis vi projiserer spinnvektorene ned på planet spent ut av enhetsvektorene  $\vec{a}$  og  $\vec{b}$ , som illustrert i figur 1, så kan vi resonnerer oss fram til sannsynligheten  $P(a_1 = b_2)$  for at fortegnet  $a_1$  til  $\vec{a} \cdot \vec{s}_1$  er det samme som fortegnet  $b_2$  til  $\vec{b} \cdot \vec{s}_2 = -\vec{b} \cdot \vec{s}_1$ . Vi finner at

$$P(a_1 = b_2) = P(b_1 = a_2) = \frac{\theta_{ab}}{\pi}, \quad (18)$$

der  $\theta_{ab}$  er vinkelen mellom vektorene  $\vec{a}$  og  $\vec{b}$ . Sannsynligheten er 0 dersom  $\vec{a} = \vec{b}$  og 1 dersom  $\vec{a} = -\vec{b}$ .



**Figur 1.** Beregning av sannsynligheten for at  $a_1 = b_2$  i den enkle teorien med skjulte variable. At  $a_1 = b_2$  betyr at  $\vec{a} \cdot \vec{s}_1$  og  $\vec{b} \cdot \vec{s}_2 = -\vec{b} \cdot \vec{s}_1$  har motsatt fortegn. Altså at  $\vec{s}_1$ , projisert ned i planet spent ut av  $\vec{a}$  og  $\vec{b}$ , ligger mellom de stiplede linjene i figuren, som er ortogonale på  $\vec{a}$  og  $\vec{b}$ . Vinkelen mellom disse linjene er  $\theta_{ab}$ .

Denne forutsigelsen stemmer ikke med forutsigelsen fra kvantemekanikken, se ligning (22) nedenfor. De to formlene stemmer overens bare i tre spesialtilfeller, nemlig når vinkelen  $\theta_{ab}$  er enten  $0^\circ$ ,  $90^\circ$  eller  $180^\circ$ .

Denne enkle teorien er altså ikke holdbar, fordi den ikke stemmer overens med kvantemekanikken og følgelig heller ikke med eksperiment. Men den var bare et eksempel som vi fant på i farten. Kanskje kunne vi finne på en mer komplisert lokalrealistisk teori som stemmer bedre?

Det kan vi ikke, i følge John Bell. I alle slike teorier må nemlig sannsynlighetene oppfylle et sett med ulikheter som ikke er oppfylt i den virkelige verden.

### Bells ulikheter

For å utlede et eksempel på en Bell-ulikhet, resonnerer vi med målinger av spinnkomponentene til hvert av de to protonene langs tre forskjellige akser. La  $\vec{a}$ ,  $\vec{b}$  og  $\vec{c}$  være tre forskjellige enhetsvektorer, slik at vi kan velge mellom de tre retningene når vi måler en spinnkomponent til det ene eller det andre protonet. I følge en lokalrealistisk teori må hvert proton ha med seg fra kollisjonen tre huskelapper, tre skjulte variable  $a$ ,  $b$ ,  $c$ .

Hvis vi velger samme retning for begge protonene, så måler vi alltid at de har motsatt spinn, uansett om aksene er  $\vec{a}$ ,  $\vec{b}$  eller  $\vec{c}$ . Hvis for eksempel proton 1 har  $a_1 = +$ , så må proton 2 ha  $a_2 = -$ . For de tre aksene finnes det åtte muligheter for verdiene av de skjulte variablene. Hvis for eksempel proton 1 er av typen  $abc = +--$ , så må proton 2 være av typen  $abc = -++$ .

La  $P$  betegne sannsynlighet. Antikorrelasjonen betyr at vi alltid har  $a_1 = -a_2$ ,  $b_1 = -b_2$  og  $c_1 = -c_2$ , altså er

$$P(a_1 = a_2) = P(b_1 = b_2) = P(c_1 = c_2) = 0. \quad (19)$$

Men vi er ikke nødt til å måle spinn til begge protonene langs samme akse.

Vi kan for eksempel måle spinn til proton 1 langs  $\vec{a}$ , samtidig som vi måler spinn til proton 2 langs  $\vec{b}$ . Sannsynligheten  $P(a_1 = b_2)$  for at de skjulte variablene  $a_1$  og  $b_2$  har samme verdi, må variere på en eller annen måte med retningene  $\vec{a}$  og  $\vec{b}$ , og siden fysikken er rotasjonsinvariant, må den være en funksjon av vinkelen  $\theta_{ab}$  mellom  $\vec{a}$  og  $\vec{b}$ . I grensetilfellet  $\theta_{ab} = 0$ , som betyr at  $\vec{a} = \vec{b}$ , så er spinnene fullstendig antikorrelert, det vil si at

$$P(a_1 = b_2) = P(b_1 = a_2) = 0. \quad (20)$$

Den andre ytterligheten er at  $\theta_{ab} = \pi$ , som betyr at  $\vec{b} = -\vec{a}$ . Å måle spinnkomponenten langs  $-\vec{a}$  er det

samme som å måle langs  $\vec{a}$ , bare at vi vil få motsatt resultat. Måler vi det ene protonet langs  $\vec{a}$  og det andre langs  $\vec{b} = -\vec{a}$ , vil vi alltid få samme resultat, da er altså

$$P(a_1 = b_2) = P(b_1 = a_2) = 1. \quad (21)$$

For en vinkel mellom 0 og  $\pi$  må sannsynlighetene ligge mellom 0 og 1. Kvantemekanikken sier at de avhenger av vinkelen i følge formelen

$$P(a_1 = b_2) = P(b_1 = a_2) = \sin^2\left(\frac{\theta_{ab}}{2}\right). \quad (22)$$

Tilsvarende formler gjelder for de andre to kombinasjonene av akser,  $ac$  og  $bc$ .

Bell viste at i en lokalrealistisk teori finnes det ulikheter som disse sannsynlighetene må oppfylle, som ikke alltid oppfylles av de kvantemekaniske sannsynlighetene. Et eksempel på en slik Bell-ulikhet er denne:

$$P(a_1 = b_2) + P(a_1 = c_2) + P(b_1 = c_2) \leq 2. \quad (23)$$

Den uttaler seg om hva som skjer i tre forskjellige situasjoner. I første tilfelle måler vi proton 1 langs  $\vec{a}$  og proton 2 langs  $\vec{b}$ . I andre tilfelle måler vi proton 1 langs  $\vec{a}$  og proton 2 langs  $\vec{c}$ . I tredje tilfelle måler vi proton 1 langs  $\vec{b}$  og proton 2 langs  $\vec{c}$ . Det er viktig å understreke at vi snakker om tre forskjellige eksperimenter som ikke kan gjøres samtidig. Vi må gjøre først det ene eksperimentet for eksempel tusen ganger, deretter det andre og så det tredje.

Beviset for ulikheten er enkelt. Det er bare å tabulere alle de åtte mulighetene for de skjulte variablene  $abc$  for de to protonene. Vi ser av tabell 1 at summen på venstre side i ligning (23) aldri blir større enn 2, uansett hvor ofte eller sjelden hver av de åtte mulighetene opptrer.

### Eksempel og moteksempel

Bell-ulikheten (23) må være oppfylt i den enkle lokalrealistiske teorien vi laget oss der sannsyn-

lighetene er gitt ved ligning (18). I det tilfellet er kravet at

$$\theta_{ab} + \theta_{ac} + \theta_{bc} \leq 2\pi, \quad (24)$$

og det er ganske riktig alltid oppfylt. Forutsatt at de tre enhetsvektorene  $\vec{a}$ ,  $\vec{b}$  og  $\vec{c}$  ligger i samme plan og spriker som i figur 2, så er denne ulikheten faktisk oppfylt som en likhet. Men denne teorien var ikke ment som annet enn et illustrasjonseksempel, og vi vet at den ikke stemmer med eksperiment.

Det interessante er å konfrontere ulikheten (23) med kvantemekanikken, og til syvende og sist med eksperiment. Det er mulig fordi hver av de tre sannsynlighetene er direkte målbare. Den teoretiske formelen i ligning (22) innsatt i (23) gir ulikheten

$$\sin^2\left(\frac{\theta_{ab}}{2}\right) + \sin^2\left(\frac{\theta_{ac}}{2}\right) + \sin^2\left(\frac{\theta_{bc}}{2}\right) \leq 2. \quad (25)$$

Når vi bruker den trigonometriske identiteten

$$2 \sin^2\left(\frac{\theta_{ab}}{2}\right) = 1 - \cos \theta_{ab} = 1 - \vec{a} \cdot \vec{b}, \quad (26)$$

kan vi skrive den samme ulikheten slik:

$$\vec{a} \cdot \vec{b} + \vec{a} \cdot \vec{c} + \vec{b} \cdot \vec{c} \geq -1. \quad (27)$$

Og siden

$$(\vec{a} + \vec{b} + \vec{c})^2 = 3 + 2(\vec{a} \cdot \vec{b} + \vec{a} \cdot \vec{c} + \vec{b} \cdot \vec{c}), \quad (28)$$

kan vi også skrive den slik:

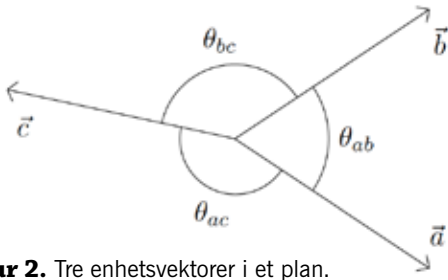
$$(\vec{a} + \vec{b} + \vec{c})^2 \geq 1. \quad (29)$$

Ulikheten (29) er ekvivalent med ulikheten (25). De avhenger av hvordan vi velger enhetsvektorene  $\vec{a}$ ,  $\vec{b}$  og  $\vec{c}$ , og det er mange valg som oppfylder ulikhetene. Hvis vi for eksempel velger  $\vec{a} = \vec{b} = \vec{c}$ , som vil si at  $\theta_{ab} = \theta_{ac} = \theta_{bc} = 0$ , så er

$$(\vec{a} + \vec{b} + \vec{c})^2 = (3\vec{a})^2 = 9, \quad (30)$$

**Tabell 1.** Beviset for Bell-ulikheten (23). Alle åtte mulige sett av verdier for de skjulte variablene  $abc$  for begge protonene.

Proton 1	Proton 2	$P(a_1 = b_2)$	$P(a_1 = c_2)$	$P(b_1 = c_2)$	Sum
+++	---	0	0	0	0
++-	--+	0	1	1	2
+ - +	- + -	1	0	1	2
+ - -	- + +	1	1	0	2
- + +	+ - -	1	1	0	2
- + -	+ - +	1	0	1	2
--+	+ + -	0	1	1	2
---	+ + +	0	0	0	0



**Figur 2.** Tre enhetsvektorer i et plan.

og som kjent er  $9 \geq 1$ . Videre ser vi at ulikheten er oppfylt som en likhet,

$$(\vec{a} + \vec{b} + \vec{c})^2 = 1, \quad (31)$$

dersom enten  $\vec{a} + \vec{b} = 0$ ,  $\vec{a} + \vec{c} = 0$  eller  $\vec{b} + \vec{c} = 0$ . Altså dersom vi velger to av de tre aksene til å ha motsatte retninger.

Det maksimale bruddet på Bell-ulikheten får vi når  $\vec{a} + \vec{b} + \vec{c} = 0$ , som betyr at de tre enhetsvektorene  $\vec{a}$ ,  $\vec{b}$ ,  $\vec{c}$  ligger i et plan, som i figur 2, med tre like store vinkler,

$$\theta_{ab} = \theta_{ac} = \theta_{bc} = \frac{2\pi}{3} = 120^\circ. \quad (32)$$

Ulikhetene (29) og (25) stiller da de umulige kravene at  $0 \geq 1$  og at

$$\frac{9}{4} \leq 2. \quad (33)$$

## Kvantemekanisk sammenfiltring

### Hva gikk galt?

Når Bell-ulikheten er så klart i konflikt med eksperiment, må vi spørre hvor det gikk galt i utledningen av den.

#### Lokalitet

Vi gjorde to helt sentrale antagelser. Den ene antagelsen er at fysikken skal være lokal. Den er nødvendig, for hvis vi tillater oss å lage ikke-lokale teorier, går alt an. Prinsippet om lokalitet er en del av grunnmuren for alle aksepterte fysiske teorier. Forkaster vi det, har vi behov for å erstatte det med noe annet, og vi vet ikke riktig hva.

Det sterkeste argumentet for å tviholde på antagelsen om lokalitet må være at vi ikke kjenner noen metode til å sende signaler med overlyshastighet. I en ikke-lokal teori er det ingen spesiell grunn til at et signal ikke kan overføres momentant, med uendelig hastighet. I en lokal teori, derimot, må et signal fra ett sted A til et annet sted B forplante seg kontinuerlig langs en sammenhengende rekke av steder hele veien fra A til B. Når vi skrur på en bryter og får lys i en lyspære, så

overføres energien gjennom en kabel fra kraftverket til lyspæren. I hvert punkt der signalet passerer, kan det maksimalt bevege seg med lyshastigheten, og dermed kan den gjennomsnittlige hastigheten fra A til B ikke bli større enn lyshastigheten.

#### Realisme

Den andre sentrale antagelsen gjelder det store spørsmålet som Einstein og Bohr diskuterte, om det har mening å snakke om verdien av en fysisk observabel som vi ikke allerede har målt. I følge kvantemekanikken kan vi ikke måle mer enn én spinnkomponent til et proton for hver gang vi preparerer protonet i en spinnstilstand. Når vi har gjort den målingen, har vi ødelagt spinnstilstanden, og vi kan ikke måle mer på den opprinnelige tilstanden.

For proton 1 kan vi måle en av spinnkomponentene  $a_1$ ,  $b_1$  eller  $c_1$ , men heller ikke mer enn en. Og tilsvarende for proton 2. Den tvilsomme antagelsen vi gjør, er at alle de tre variablene  $a_1$ ,  $b_1$  og  $c_1$  har veldefinerte verdier samtidig, selv om vi faktisk kan måle bare en av de tre verdiene. Likedan antar vi at  $a_2$ ,  $b_2$  og  $c_2$  alle har veldefinerte verdier samtidig.

Hvis vi måler verdien av  $a_1$ , så er det et faktisk måleresultat. Men så antar vi at det samtidig eksisterer veldefinerte verdier for  $b_1$  og  $c_1$ , som ikke er faktiske måleresultater, men som er de verdiene vi ville ha målt dersom vi hadde målt dem i stedet for  $a_1$ . Vi antar at alle verdiene av  $a_1$ ,  $b_1$ ,  $c_1$ ,  $a_2$ ,  $b_2$ ,  $c_2$  er fastlagte før vi måler og ikke forandrer seg avhengig av hvilke spinnkomponenter til de to protonene vi faktisk velger å måle.

Med det tar vi et langt steg over den grensen som Bohr og Heisenberg vil forby oss å krysse. Når vi kombinerer de to antagelsene om lokalitet og realisme, så er Bell-ulikheten en logisk konsekvens, som motbevises av eksperiment. Så hva kan vi lære av det?

#### En rask oppsummering

Hvis vi følger Einstein, Podolsky og Rosen, som argumenterte for en realistisk teori, så kan den altså ikke være lokal. På den andre siden, hvis vi utelukker lokal realisme, det vil si teorier med lokale skjulte variable, så har vi et problem med å forklare de observerte antikorrelasjonene uten å postulere en form for kommunikasjon som i mange tilfeller nødvendigvis må foregå med overlyshastighet. En spøkelsesaktig fjernvirkning, med Einsteins ord.

Slik kommer vi ikke utenom den erkjennelsen at kvantemekanikken faktisk er ikke-lokal på en eller annen måte. Men nøyaktig hvordan? Ingen har hittil funnet opp noen eksperimentell prosedyre som utnytter de kvantemekaniske

korrelasjonene til å overføre informasjon med overlyshastighet. Det ser ut til at kvantemekanikken er litt ikke-lokal, men ikke så mye at den tillater oss å signalisere med overlyshastighet.

I Bells eksperiment kan vi ikke skylde på tidsutviklingen av bølgefunksjonen fra protonene kolliderer og til de observeres i de to detektorene. Vi vet nemlig at bølgefunksjonen oppfyller Schrödinger-ligningen, som er en differensialligning og dermed lokal.

Imidlertid er Schrödinger-ligningen ikke den eneste formen for tidsutvikling av bølgefunksjonen, i følge standard kvantemekanikk. Når vi måler posisjon og spinn til de to protonene, så forandrer det tilstanden deres. Etter målingen kjenner vi både posisjon og spinn til begge, og da må vi beskrive tilstanden med en helt ny bølgefunksjon. Vi sier at bølgefunksjonen kollapser når vi måler, og kollapsen er en momentan og ikke-lokal prosess.

Spørsmålet da er om en kollaps av bølgefunksjonen forandrer selve tilstanden, eller om den bare forandrer vår kunnskap om tilstanden. Hvis tilstanden forandres som resultat av målingen, ikke bare ett sted men flere steder på en gang, så trengs det, i følge alminnelig sunn fornuft, overføring av et signal. Men hvis alt som forandres er kunnskapen om tilstanden hos den som gjør en måling, så trengs det ikke noen signaloverføring.

Det siste er situasjonen som alltid gjelder i klassisk fysikk. I kvantemekanikken er situasjonen mer komplisert, fordi to delsystemer kan være korrelerte på så mange forskjellige måter. Vi observerer forskjellige korrelasjoner avhengig av hvilke målinger vi gjør. Problemet er at forskjellige observable kan være inkompatible, slik at måling av den ene ødelegger for måling av den andre. For eksempel er spinnkomponenter til en partikkel langs forskjellige akser inkompatible observable. Og likevel er spinnkomponentene til de to protonene i Bells eksperiment, målt langs samme akse, alltid antikorrelert, uavhengig av aksene.

### Sammenfiltring

Erwin Schrödinger satte navn på fenomenet i 1935 i en berømt artikkel [1]. Han kalte det på tysk *Verschränkung*, som oversettes til *entanglement* på engelsk og «sammenfiltring» på norsk.

Informasjon måles i *bit*, en bit i en datamaskin kan ta to verdier, 0 eller 1. Den kvantemekaniske versjonen av en bit kalles en *qubit*. En qubit kan ha verdi 0 eller 1, men den kan også være i en tilstand som er en superposisjon av 0 og 1. En klassisk bit er en diskret variabel, mens tilstanden til en qubit kan variere kontinuerlig.

Spinnet til en partikkel med spinn  $1/2$ , som for eksempel et proton, er en fysisk representasjon av

en qubit, siden spinnet målt langs en vilkårlig akse kan ha to forskjellige verdier. En vilkårlig spinn-tilstand til protonet er slik at spinnet peker langs en bestemt enhetsvektor  $\vec{n}$  i det tredimensjonale rommet. Vektoren  $\vec{n}$  er en kontinuerlig variabel som definerer entydig spinn-tilstanden, på den måten at i denne tilstanden finner vi alltid verdien  $+\hbar/2$  når vi måler spinnkomponenten langs  $\vec{n}$ .

Sammenfiltring kan også måles og klassifiseres i forskjellige typer. Spinn-tilstanden til de to protonene i Bells eksperiment som vi har omtalt her, er et eksempel på en maksimalt sammenfiltret tilstand av to qubit. Det finnes mange tilstander av to qubit som er maksimalt sammenfiltret, de kalles generelt for *Bell-tilstander*. Med to qubit finnes det bare en type sammenfiltring. Med tre eller flere qubit blir situasjonen fort mye mer komplisert [2, 3].

Ulikheter av Bells type involverer alltid et element av sannsynlighet, som kanskje kan gjøre eksperimentene litt mindre overbevisende. Det kan alltid innvendes at vi har flaks eller uflaks dersom Bells ulikheter er oppfylt eller ikke oppfylt. Med tre qubit er det mulig å lage et mer overbevisende eksperiment der sannsynlighetene er enten 0 eller 100 %, slik at vi ikke lenger kan skylde på flaks eller uflaks [4].

En annen generalisering er at vi kan studere sammenfiltring mellom to eller flere system med mer enn to nivå. Enda en komplikasjon er at en kvantetilstand som studeres i et laboratorium ofte ikke er en ren tilstand, som er den eneste typen vi lærer om i de fleste lærebøker, men den kan være en statistisk fordeling av rene tilstander. I en slik blandet tilstand er klassisk og kvantemekanisk sannsynlighet blandet sammen på en ikke-triviell måte. Det generelle matematiske problemet med å avgjøre om en blandet tilstand er sammenfiltret eller ikke, har vist seg å være høyst ikke-trivielt [5].

Etter hvert har fysikerne lært seg å se på kvantemekanisk sammenfiltring som mer enn en kuriositet. Den er en fysisk ressurs, på samme måte som energi og entropi er ressurser. Har vi en sammenfiltret kvantemekanisk tilstand, kan vi bruke den til å løse oppgaver som vi absolutt ikke kan løse med hjelp av klassisk fysikk, eller med kvantemekanikk uten sammenfiltring.

Vi kan for eksempel utnytte sammenfiltringen til å overføre informasjon på måter som er umulige i klassisk fysikk. Et eksempel er når to personer sitter med hver sin qubit av et par som er sammenfiltret i en Bell-tilstand. Da kan den ene overføre to bit informasjon til den andre innkodet i sin ene qubit [6]. Denne metoden kalles tett koding. Merk at mottakeren trenger begge qubitene for å kunne dekode to bit informasjon, og det høres ganske normalt ut. Det spesielle er at de to partene kan

utveksle den ene qubiten før noen av dem kjenner innholdet i meldingen som skal overføres. De kan gjerne motta hver sin qubit fra en tredjepart som heller ikke kjenner innholdet i meldingen.

I denne kommunikasjonsprotokollen er det stadig fysiske objekter, for eksempel fotoner, som bærer med seg informasjonen, og det sikrer at lyshastigheten er en øvre grense for hastigheten på signalet.

### Ekspériment

Til syvende og sist er det et eksperimentelt spørsmål om den teoretiske formelen (22), som i noen tilfeller bryter med Bell-ulikheten (23), er korrekt. Det er verdt å minne om at den kvantemekaniske teorien som er brukt for å utlede denne formelen, er den samme som er verifisert i utallige andre eksperimenter som ikke skiller seg fra dette eksperimentet på noen prinsipiell måte. Dersom korrelasjonene som måles eksperimentelt skulle vise seg å avvike fra formelen (22) så mye at Bells ulikheter er oppfylt, så ville hele byggverket av fysiske teorier kollapse, så vi måtte starte helt på nytt igjen. Det har ikke skjedd, om noen hadde fryktet eller håpet at det skulle skje. Kvantemekanikken står støtt, og det overrasker neppe noen.

De første eksperimentene ble oppsummert i 1978 av Clauser og Shimony [7]. De fleste eksperimentene er gjort med fotoner i stedet for protoner, fordi det å måle spinn til et foton er det samme som å måle polarisasjonen, og det er mye enklere enn å måle spinn til et proton. De mest berømte eksperimentene ble gjort av Alain Aspect og hans medarbeidere i 1982 [8]. De brukte polarisatorer som skiftet tilfeldig mellom polarisasjonsretningene så raskt at hypotetiske signaler utvekslet mellom de to polarisatorene måtte overføres med

overlyshastighet. Referanse [9] er et nyere eksperiment, fra 2015, som bruker elektronspinn. ■

### Referanser

1. E. Schrödinger. «Die gegenwärtige Situation in der Quantenmechanik». *Die Naturwissenschaften* 23, 807; 823; 844 (1935). Engelsk oversetting: *Proceedings of the American Philosophical Society* 124, 323 (1980).
2. W. Dür, G. Vidal & J.I. Cirac. «Three qubits can be entangled in two inequivalent ways». *Physical Review A* 62, 062314 (2000).
3. F. Verstraete, J. Dehaene, B. De Moor & H. Verschelde. «Four qubits can be entangled in nine different ways». *Physical Review A* 65, 052112 (2002).
4. N.D. Mermin. «Quantum mysteries revisited». *American Journal of Physics* 58, 731 (1990). «What's wrong with these elements of reality?» *Physics Today* 43, 9 (June 1990).
5. L. Gurvits. «Classical complexity and quantum entanglement». *Journal of Computer and System Sciences* 69, 448 (2004).
6. C.H. Bennett & S.J. Wiesner. «Communication via one- and two-particle operators on Einstein-Podolsky-Rosen states». *Physical Review Letters* 69, 2881 (1992).
7. J.F. Clauser & A. Shimony. «Bell's theorem: experimental tests and implications». *Reports on Progress in Physics* 41, 1881 (1978).
8. A. Aspect, J. Dalibard & G. Roger. «Experimental Test of Bell's Inequalities Using Time-Varying Analyzers». *Physical Review Letters* 49, 1804 (1982).
9. B. Hensen et al. «Loophole-free Bell inequality violation using electron spins separated by 1.3 kilometres». *Nature* 526, 682 (2015).

---

## Bokomtale:

### ***Physics of Oscillations and Waves*** ***With use of Matlab and Python*** **Arnt Inge Vistnes**

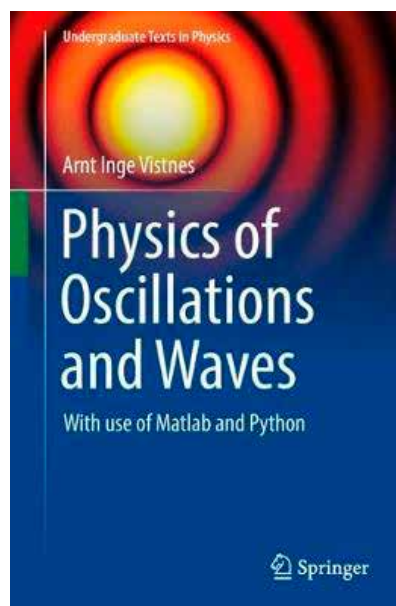
Oversatt fra norsk av Razi Naqvi

576 sider, Springer Nature, 2018

Pris: ca. 650 kr.

«Fenomener knyttet til svingninger og bølger omfatter noe av det vakreste vi kan oppleve innen fysikk. Tenk deg en verden uten lys og lyd, så forinner du kanskje hvor fundamentale svingninger og bølger er for vår tilværelse og for vår sivilisasjon! Svingninger og bølger har derfor vært en sentral del av enhver utdanning i fysikk, ...»

(Fra innledningskapitlet til den norske versjonen.) ►



Denne læreboka av UiO-fysikeren Arnt Inge Vistnes bygger på en norskspråklig versjon av samme forfatter som først ble skrevet i 2008, og deretter undergikk mange revisjoner fra erfaringer ved bruk i undervisning, og ikke minst gjennom kritikk, råd og tips fra kolleger. Den engelskspråklige versjonen, publisert i 2018 på Springer forlag, bygger på den norske versjonen fra høsten 2016, men med noen endringer både i tekst og figurer.

Det er mitt inntrykk at oversetteren fra norsk til engelsk, Razi Naqvi, har gjort en svært god jobb.

I *Fra Fysikkens Verden* nr. 4 2013 finner vi en omtale, skrevet av tidligere professor ved NTNU, Ola Hunderi, av en tidlig norsk versjon av *Svingninger og bølger*. Den omtalen er å finne i FFV nr. 4 2013 s. 118, og på hjemmesiden til Norsk Fysisk Selskap ([www.norskfysisk.no/fra-fysikkens-verden](http://www.norskfysisk.no/fra-fysikkens-verden)).

Den norskspråklige versjonen ble laget som lærebok for kurset FYS2130, *Svingninger og bølger*, ved Fysisk institutt ved Universitetet i Oslo. Kurset er satt opp for bachelor-studenter i fjerde semester (upper-level undergraduate physics students).

Det finnes selvsagt et vell av lærebøker i det engelskspråklige markedet, som dekker temaer innen svingninger og bølger, ikke minst de ulike varianter av University Physics-bøker. Men de er/var som regel ikke godt tilpasset det man ønsket skulle være innholdet i kurset FYS 2130.

Universitetet i Oslo var tidlig ute med å innføre bruk av numeriske metoder som en integrert del i de fleste kurs i de realfagene som bruker mye matematikk. Også innen undervisningsmiljøet i fysikk vokste det etter hvert fram et behov for læreverker som dekket hele stoffet som skulle undervises, inklusive numeriske metoder. Derfor ble det naturlig at undertittelen til dette læreverket er *With use of Matlab and Python*. (Et eksempel på et annet læreverker som vokste fram fra dette behovet for å integrere numeriske metoder i fysikkundervisningen ved UiO, er: A. Malthe-Sørenssen: *Elementary Mechanics Using Python*, Springer 2015.)

Noen av retningslinjene som Vistnes har gitt seg selv for skrivingen av dette læreverket, kan vi nok finne i denne delen av forordet til den norske versjonen:

«Etter hvert har jeg blitt mer og mer overbevist om at kombinasjonen med å bruke både analytisk matematikk, numeriske metoder, fokus på hverdagsfenomener, og noen «state-of-the-art»-eksempler, kan være av interesse godt ut over et enkelt kurs ved Universitetet i Oslo. Jeg håper derfor at denne boka kan være interessant for langt flere enn våre egne studenter.»

Undertegnede kan bekrefte det siste ved at jeg under skriving av lærebøker på lavere nivå enn

kurs som FYS 2130 (*Rom Stoff Tid* i vgs., og diverse fysikkbøker for universitet og høyskole), hadde betydelig glede og nytte av å gå inn i tidlige utgaver av den norske versjonen av *Svingninger og bølger*.

Uten å ha lest hele *Physics of Oscillations and Waves* i detalj, er det mitt inntrykk at boka er godt organisert og komponert, med mye hjelp til studentene. Viktige resultater og konklusjoner er i alle kapitlene lagt med grått raster. Det samme er Learning Objectives i slutten av hvert kapittel. Disse læremålene tror jeg studentene vil ha stor glede av. Et lite eksempel fra innledningen til læremålet til kapittel 2: «Bokas tittel er (på norsk) *Svingninger og bølger*, men nesten all grunnleggende teori om svingninger er behandlet i dette kapitlet og i kapittel 3. Ikke desto mindre vil de grunnleggende resultatene og ideene fra disse to kapitlene dukke opp igjen utover i boka. Et grundig arbeid med disse to kapitlene vil derfor betale seg godt etter hvert.»

Til hjelp for innlæringen finner vi tre typer oppgaver i dette læreverket. Mange er forståelses-/diskusjonsspørsmål og regneoppgaver. Forfatteren ønsker å stimulere studentene til å lære seg å argumentere for hvordan en oppgave kan analyseres og hvilke lovmessigheter som ønskes brukt. En tredje type oppgaver er karakterisert ved at de er noe uklare, men peker på en problemstilling der det ligger gjemt et problem som kan løses. Oppgaven blir da å analysere den vage problemstillingen, konkretisere hva man faktisk ønsker å ta tak i, og så foreta beregningene og diskutere resultatene. Hensikten med disse oppgavene er å trene studentene i å ta tak i problemstillinger på egen hånd, uten at noen har definert og konkretisert hvilke ting som må gjøres.

I tillegg til et fint innledningskapittel dekker de 15 andre kapitlene disse hovedtemaene: Fri og dempede svingninger, Tvungne svingninger og resonans, Numeriske metoder, Fourieranalyse, Bølger, Lyd, Dispersjon og bølger på vann, Elektromagnetiske bølger, Refleksjon, transmisjon og polarisasjon, Lysmåling, dispersjon, farger, Geometrisk optikk, Wavelettransformasjon, Koherens, dipolstråling og laser, Skinndypde og bølgeledere.

Studentene som kommer til et kurs av typen FYS2130, har som regel grunnleggende mekanikk og elektromagnetisme i bagasjen, i tillegg til erfaring med programmering i Python, og ganske gode kunnskaper i matematikk. Det samme gjelder nok også andre lesere som ønsker å ha godt utbytte av arbeid med denne boka.

Et markant trekk ved læreverket er, som nevnt, integreringen av numeriske metoder. Dette avspeiles i et eget kapittel, men også gjennom mange råd og tips underveis i kapitlene. I boka er det

gitt en rekke kjørbare programmer, som alle er gitt i Matlab-kode. På en egen nettside er disse programmene tilgjengelige både som Matlab- og Python-kode.

Undertegnede synes også det er blitt en styrke ved læreverket at forfatteren har tatt med en rekke eksempler fra «virkeligheten».

Det må også nevnes at boka foreligger både i papirutgave og som e-bok. E-boka er gratis fra Springers nettsider for både studenter og ansatte ved mange av de norske universitetene og høyskolene.

En viktig del av dette store prosjektet er gjort mulig gjennom støtte/stipend fra Norsk faglitte- rær forfatter- og oversetterforening.

Arnt Inge Vistnes fortjener honnør og gratulasjon for nå å ha fullført et prosjekt som står fram som et viktig nybrottsarbeid innen læreverk i fysikk på universitetsnivå.

Per Jerstad

## GRATULERER!



### **Kaare Otnes**

95 år

Kaare Otnes fylte 95 år den 7. april 2019. Kaare Otnes er født og oppvokst på gard i Rendalen. Han har holdt kontakten med heimbygda i alle år. Også kona hans, Gjertrud, er fra Rendalen. Han bor i dag i Lillestrøm.

Otnes har et langt liv bak seg som vitenskapsmann og forsker. Etter eksamen artium var han student i fysikk ved Tekniska högskolan i Stockholm, som fra 1960 ble Stockholms universitet. Her kombinerte han fysikkstudier med deltids arbeid. Otnes var i alt i 12 år i Stockholm (1948–1960), der han også fikk sin første forskningserfaring, som var i tilknytning til atomforskningsreaktoren ved Kungliga tekniska högskolan KTH. I åra 1960–1965 var han forsker ved Brookhaven National Laboratory, Long Island i USA. Familien flytta hjem til Norge i 1965 da Otnes fikk en forskerstilling ved Institutt for energiteknikk IFE, Kjeller, en stilling han hadde resten av sine yrkesaktive år.

Otnes' forskningsfelt var innenfor «atomenergi for fredelige formål», nemlig å bruke nøytronstråler fra atomreaktorer i materialforskning. Otnes er kjent både som en framifrå eksperimentator og instrumentutvikler. I Stockholm så vel som i Brookhaven var utvikling av «nøytron-chopper» ei hovedoppgave. En chopper kutter nøytronstrålen i mange korte pulser som gjør det mulig å studere tidsforløp av hendelser i materialet. Otnes var medarbeider i et berømt prosjekt i 1956 som studerte dynamikken i flytende helium, der de påviste fenomenet som går under navnet *roton-eksitasjon*. På Kjeller sto Otnes for konstruksjon og bygging av «kald nøytronkilde» i forskingsreaktoren JEEP II. En slik innretning bremser ned nøytronene og skaper stråling velegnet for studier av molekylbevegelser i polymere og flytende materiale. En stor andel av Otnes sine publiserte arbeid er på studier av slike materialer. Han hadde et betydelig samarbeid både med norske og utenlandske forskningsgrupper. Et arbeid fra 1971 ved IFE som gjorde bruk av nøytron-chopper ble berømt ved at et nytt fenomen kalt *sentralmode* ble oppdaget i materialer når krystallstrukturen endres.

På det private plan har Gjertrud og Kaare Otnes alltid vært gjestfrie folk med en brei venne- og bekjentskapskrets. Kaare har også en liten karriere bak seg som spelemann, nemlig i «foreldreklubben» til skolekorpset i Lillestrøm.

Venner og tidligere kollegaer ønsker Kaare til lykke med 95 år!

Olav Steinsvoll, Emil J. Samuelsen  
og Arne T. Skjeltnor



## Gottfried Jens Feder

(1939–2019)

Professor i fysikk Jens Feder måtte gi tapt for kreften 15. februar 2019, 80 år gammel.

Han ble født i München, Tyskland 31. januar 1939. Hans tyske far, legen Hans Georg Feder hadde sin gjerning der. 8 år gammel flyttet Jens med sin norske mor, Lajla Stolz til Oslo i 1947. Han giftet seg i 1965 med Liv Elisabeth Sverdrup. Sammen fikk de barna Heidi og Hans Jakob.

Jens Feders forskningsinteresser favnet vidt og inkluderte kondenserte fasers fysikk, væskedynamikk, komplekse systemer og geofysikk. Han brukte teoretiske, eksperimentelle og numeriske metoder i sin streben etter ny kunnskap på sine felt.

Et tidlig, men klart identifiserbart og viktig bidrag fra Feder er den klassiske artikkelen «Homogeneous nucleation and growth of droplets in vapours» fra 1966, som var et produkt av samarbeidet med hans hovedfagsveileder Jens Lothe og hans internasjonale kolleger. Etter avlagt hovedfagseksamen fikk Feder et NATO-stipend for å studere faseoverganger og superledere med Pierre-Gilles de Gennes' gruppe i Orsay, Frankrike (1965–66). Deretter ble Feder ansatt hos IBM Zürich Research i Sveits (1966–68), der han jobbet med faseoverganger i perovskitter med Alex Müller og Heinrich Rohrer.

I 1970 ble Jens Feder tildelt graden doctor philosophiae fra Universitetet i Oslo, basert på avhandlingen «A study of hysteresis in the phase transition of superconductors and antiferromagnets». I 1968 ble han universitetslektor i fysikk ved Universitetet i Oslo, og i 1974 ble han utnevnt til personlig professor i fysikk. Sine sabbatsår fra universitetet brukte Feder til forskningsopphold

ved IBM T. J. Watson Research Center i Yorktown Heights, NY (1972–73), ved General Electric Corporate Research i Schenectady, NY (1978–79) som gjest hos Ivar Gjøver, som Williams Otis Crosby lektor for geologi ved MIT i Cambridge, MA (1997), ved Isaac Newton Institute for Mathematical Sciences i Cambridge, Storbritannia, og ved Imperial College i London, Storbritannia (1999).

Jens Feder startet en ny forskningsretning ved Universitetet i Oslo i 1972. Sammen med sin gode venn og kollega fra studietiden, Torstein Jøssang, etablerte de den såkalte Cooperative Phenomena Group (CPG). Lysspredningsstudier av protein-aggregering som denne gruppen gjorde førte til interessen for fraktaler som dominerte de siste førti årene av Feders forskningskarriere. Gruppens resultater fra et vidt faglig spekter ble internasjonalt anerkjent på 1980-tallet. Den eksperimentelle, teoretiske og numeriske modellering som fulgte, dannet også grunnlaget for arbeidet i Fracton AS som han startet sammen med Jøssang. Gjennom Fracton kunne Feder arbeide i grenselandet mellom det fundamentale og det anvendte, og firmaet hadde mange års forsknings samarbeid med Conoco og Hydro som resulterte i både patenter og grunnforskningsarbeider.

Sammen med geolog Bjørn Jamtveit tok Feder initiativ til å utvikle en ny tverrfaglig retning i grenselandet mellom fysikk og geologi. Samarbeidet ble innledet gjennom et Strategisk Universitetsprogram kalt Fluid-Rock Interactions (1997–2000). Grunnlaget for det videre samarbeidet ble lagt under et opphold ved Senter for Grunnforskning (CAS) ved Det Norske Viden-

skapsakademi (2000–2001). Her la de grunnlaget for et av Norges første Sentre for Framragende Forskning, Physics of Geological Processes (PGP) (2003–2013). Gjennom dette senteret utviklet Jens Feder og Bjørn Jamtveit en ny disiplin i skjæringspunktet mellom fysikk og geovitenskap som har blitt et internasjonalt anerkjent felt både i fysikk og geovitenskap.

I løpet av sin karriere veiledet Feder et stort antall yngre forskere. Over femti doktorstuderter og postdocs fra mange land mottok støtte gjennom CPG og PGP og utførte forskning under hans veiledning. Til tross for det store antallet klarte Feder å inspirere og se den enkelte student. Han hadde en nysgjerrig, entusiastisk og leken tilnærming til forskning. Spesielt hadde han en evne til å se essensen i uoversiktlige problemer og fellesnevneren i fenomener som ved første øyekast ikke hadde noe med hverandre å gjøre. Hans nøyaktige tilsyn samt hans brede interesser og kunnskap ga forskerspirene et solid grunnlag for ledende karriere i academia, uavhengige forskningslaboratorier, industri og myndigheter i Norge og utlandet.

Feder er kanskje best kjent for sitt arbeid med fraktaler og deres vitenskapelige og industrielle anvendelser. Hans forskningsbaserte og dyptpløyende monografi, *Fractals* (Plenum, 1988), har oppnådd en bred leserkrets på engelsk og er oversatt til russisk, japansk og kinesisk.

Han produserte også kreative arbeider innen biofysikk (sammen med Ivar Giæver), nukleasjonsteori, dynamikk av faseoverganger, rasdynamikk, strømning i porøse medier og tilfeldig sekvensiell adsorpsjon. Jens Feders naturlige væremåte invi-

terte til samarbeid, og mange av hans publiserte artikler hadde internasjonale medforfattere fra USA, Israel, Sveits, Frankrike og andre land.

Blant de mange æresbevisninger Feder fikk, var medlemskap i Det Norske Vitenskapsakademiet i 1988 og i Fellow of the American Physical Society i 1989. Han ble sammen med Torstein Jøssang tildelt Norges Allmennvitenskapelige Forskningsråds pris for fremragende forskning i 1990, Fritjof Nansens belønning for fremragende forskning fra Det Norske Vitenskapsakademi i 1990, UiOs pris for fremragende undervisningsmiljø i 1991, og IBMs pris for fremragende forskning i 1992.

Utenfor fysikken hadde Feder en lidenskap for seiling og snekring. Han og Liv tilbrakte mange lykkelige sommermåned med seiling i Skagerak og langs kysten, og de likte å ta besøkende fra hele verden på korte seilturer i Oslofjorden.

Feder var en ruvende skikkelse, ikke bare i norsk, men også i internasjonal fysikk. Han var en god kollega og venn, og for mange var han selve forbildet på vitenskapsmannen. Jens Feder blir dypt savnet av oss alle som hadde det privilegium å samarbeide eller studere med ham. Tapet av hans kunnskap, kreativitet og evne til å se sammenhenger mellom tradisjonelt adskilte felt vil bli sterkt følt blant fysikere og andre forskere verden over.

*Torstein Jøssang, Anders Malthé-Sørensen,  
Per Arne Rikvold, Paul Meaking og Bjørn Jamtveit*

RETURADRESSE:

FRA FYSIKKENS VERDEN  
FYSISK INSTITUTT, UNIVERSITETET I OSLO  
BOKS 1048 BLINDERN  
0316 OSLO  
NORGE

## Styret i Norsk Fysisk Selskap

### President

Professor Asle Sudbø, Institutt for fysikk, NTNU

E-post: [asle.sudbo@ntnu.no](mailto:asle.sudbo@ntnu.no)

### Visepresident

Professor Sunniva Siem, Fysisk instiutt, UiO, Kjerne- og energifysikk

E-post: [sunniva.siem@fys.uio.no](mailto:sunniva.siem@fys.uio.no)

### Styremedlemmer

Forsker Annett Thøgersen, SINTEF Oslo, kondenserte fasers fysikk og atomfysikk

Førsteamanuensis Magnus Borstad Lilledahl, NTNU, biofysikk

Professor Åshild Fredriksen, UiT, atmosfære-, rom- og plasmafysikk

Professor Håvard Helstrup, HiB, subatomær- og astrofysikk

Professor Jon Samseth, OsloMet, industri- og energifysikk

Professor Olav Gaute Hellesø, UiT, optikk

Lektor Kaja Nordby, Kongsbakken vgs., Norsk Fysikklærerforening

### Adresse

Norsk Fysisk Selskap

Institutt for fysikk, NTNU

7491 Trondheim

Sekretær: Haakon Thømt Simensen

E-post: [nfs.styret@gmail.com](mailto:nfs.styret@gmail.com)

Bankgiro: 7878.06.03258

Org.nr.: 940 340 829

Internettadresse: [www.norskfysisk.no](http://www.norskfysisk.no)

### Bedriftsmedlemmer av NFS

Vi takker for støtten fra våre bedriftsmedlemmer:



UiT / NORGES ARKTISKE  
UNIVERSITET



 NTNU 



UiO : Universitetet i Oslo

ISSN-0015-9247