

Nr. 4 – 2016

78. årgang

# Fra Fysikkens Verden



Nobelprisvinnerane i fysikk 2016. Frå venstre: F. Duncan Haldane, J. Michael Kosterlitz og David J. Thouless  
(sjå artikkel)

Utgiver:

Norsk Fysisk Selskap

Redaktører:

Øyvind Grøn

Emil J. Samuelsen

Redaksjonssekretær:

Karl Måseide

## Innhold

Frå Redaktørane	98
<b>H. Høgåsen og S. Viefers:</b> Professor Jon Magne Leinaas fylte 70 år i år	98
<b>J. Myrheim:</b> Fysikk som lagsport	100
<b>A. Sudbø og S. Viefers:</b> Nobelprisen i fysikk 2016	102
<b>I. Strümke og P. Osland:</b> Jakten på supersymmetri	105
<b>E. J. Samuelsen:</b> Metalliske glass	108
<b>Ø. G. Grøn:</b> Romelven inni og utenfor et legeme i et ekspanderende univers	113
<b>A. Brekke:</b> Den magnetiske stasjonen på Dombås er hundre år	119
Yaras Birkelandpris til Therese Renstrøm	122
Trim i FFV	123

## Frå Redaktørane

Kvart år inneheld siste nummer av FFV omtale av årets nobelpris i fysikk. Som kjent spenner nobelprisane over heile spektret av fysikkemne, frå det endelaust store kosmologiske til det aller minste i form av elementærpartiklar. I år er det nanoskala-fysikk som er emneområdet, der det heiter i FFVs omtale at «Nobelprisen i fysikk 2016 er utan tvil ein av dei mest fortjente dei siste 30 åra». Det kan vere ulike meiningar om kva som er 'dei mest fortjente' av 30 prisar. Prisen i år er gitt for teoretisk påvising av det som har fått nemninga 'topologiske materiale', ein- og to-dimensjonale nanostrukturar der kvanteeffektar rår. – Slike materiale er meir enn berre teori; dei blir alt studerte eksperimentelt. FFV hadde eit innslag om «Topologiske isolatorar» i nr. 4 2015.

I dette nummeret har vi omtale av ein norsk fysikkbragd med direkte relasjon til topologisk fysikk, nemleg Jon Magne Leinaas' og Jan Myrheims epokegjerrande introduksjon i 1977 av 'fraksjonell statistikk' for to-dimensjonale system av like partiklar. Der ein før meinte at partikkel-faunaen bestod av berre to kategoriar, 'boson' og 'fermion', førte Leinaas-Myrheim-gjennombrøtet til ein kategori som har fått namnet 'anyon' (av 'anything between'). Ein av dei to er 70-årsjubilant, og den andre fortel om samarbeidet dei hadde. Samarbeidsresultatet som resulterte i 'anyon', representerer det fremste norske fysikkbidraget på den internasjonale arenaen det siste halvhundreåret.

Symmetri er eit sentralt begrep i mange delar av fysikken og eit hjelpemiddel for klassifisering av fysikkfenomen. Men kor mange kjenner til *supersymmetri*? Det kan verke som ein er på leiting etter noko her, for i dette nummeret kan du lese om 'Jakten på supersymmetri'. Kanskje jakta må gå føre seg langt ute i kosmos, der så mykje skjer for tida. Ifølge eit anna innslag i dette nummeret renn det der ei abstrakt elv kalla 'Romelven – i et ekspanderende univers'. Betydeleg meir konkret er omtalen av 'Magnetstasjonen på Dombås i 100 år', og om korleis metall kan bli glass. Alltid noko å fundere over om du les *Fra Fysikkens Verden!*

*Emil J. Samuelsen*

## Professor Jon Magne Leinaas fylte 70 år i år



Ein viktig, høgt respektert og omtykt kollega i fysikkmiljøet er vorten pensjonist. Av den grunn vil vi seia litt om den store rolla han har hatt gjennom tilknytninga til Fysisk institutt på Blindern.

I 1968 gjekk Jon Magne Leinaas opp i matematikkbygget til Institutt for teoretisk fysikk og banka på døra til Erik Eriksen for å spørja om han hadde ei hovudoppgåve til han. Studiet av magnetiske monopolar vart det: Det var teori om teoretiske partiklar (!) der topologiske effektar var viktige.

I miljøet på teoretisk fysikk vart det fort klart at Leinaas var ein student i toppsjiktet, og han vart vitskapleg assistent i seks år frå 1972 til 1978. Med NATO-stipend kom han til Stony Brook i 1976 der han arbeidde saman med kjernefysikaren T.T.S. Kuo og sette seg i respekt i eit internasjonalt toppmiljø. På Blindern hadde han da alt starta samarbeidet med Jan Myrheim som skulle gjera begge berømte. (Jan skriv i dette nummeret godt om dette, m.a om kvifor det tok tre år før dei publiserte dette i 1977.) I den seksårsperioden Leinaas var vitskapeleg assistent i Oslo tok han på seg undervisningsoppgåver som både i breidde og omfang var langt større enn det ein rimeleg kan vente av ein assistent, mest i teori men også som laboratorierettleiar. Problema som han laga til undervisinga i relativitetsteori er framleis brukt som øvingar slik at ungdomen får skjerpe intellektet sitt!

Etter vitass-perioden fekk han stipend. Fyrst ved NORDITA der han for ein stor del arbeidde med å gjeva ei geometrisk og topologisk tolking av gauge-teoriar. Så kom han til CERN som fellow i 1981 der han, som Jan Myrheim nemner, arbeidde saman med John Bell (han med ulikskapane) om Unruh-effekten. Dette er ein subtil effekt som seier at eit akselerert system i vakuum oppfører seg som om det var i eit strålingsfelt med ein temperatur proporsjonal med akselerasjonen.

Vi kan ikkje dy oss for å sitere eit utdrag av det John Bell skriv i eit brev: «I think we have made a distinctive contribution in pointing out the connection between this rather theoretical effect and the rather practical one of polarization of electrons in storage rings. The working out required skills in relativity theory, especially as regards some subtle aspects of spin, which would not easily be found among the other young people here (or the old ones either). Repeatedly he quietly but firmly resisted my easy answers, and corrected my mistakes as well as the mistakes of others. This collaboration has been among the most satisfying experiences with young colleagues at CERN and elsewhere.» Vi vil nok tru at dei fleste som har arbeidd eller diskutert med Leinaas ville ha kunne skrive «Repeatedly he quietly but firmly resisted my easy answers, and corrected my mistakes as well as the mistakes of others»! Det er slik han er.

Etter CERN var det ikkje lenger stipend eller vitaskapelege stillingar å få. Fysisk institutt skal ha ros for at det i denne perioden stampa opp vitass-løn for han. Norsk Fysisk Selskap gav i 1983 Leinaas Norsk Datas Fysikkpris for arbeida hans med John Bell. Og i 1984 fekk han så ei stilling som fyrsteamanuensis ved Universitetet i Stavanger.

Nå skjedde det ting i verda som er viktige. Frank Wilczek (Nobelprisvinnar i 2004) kom i 1982 med ein artikkel i *Physical Review Letters* med tittelen «Quantum Mechanics of Fractional Spin Particles». I denne artikkelen gav Wilczek slike partiklar som Leinaas og Myrheim hadde funne at kunne eksistere i ei todimensjonal verd («flatland») namnet «anyon». Han siterte dei to nordmennene der. Anyon kom nå verkeleg i vinden, ettersom det hadde kome eksperiment (om kvante-Hall effekten) der anyon vart brukt i den teoretiske forståinga. Men siteringar for

1977-artikkelen i *Il Nuovo Cimento* (som på den tida var det mest prestisefylte tidsskriftet i Europa) var det svert lite av, heilt til Edward Witten kom for fullt inn i fagområdet våren 1989. Saman med Chen, Wilczek og Halperin publiserte han artikkelen «On Anyon Superconductivity». I det arbeidet får Leinaas og Myrheim som fortent! Høyr berre: «Many of the basic principles involved in fractional quantum statistics were clearly stated and illustrated in a remarkable paper by Leinaas and Myrheim [6]. Unfortunately this paper received little notice at the time, and did not enter the general consciousness, presumably it was felt to be a purely academic exercise without a broader context.» Og problema løyser seg smått om senn for Leinaas (og Myrheim). Siteringane og prisane kjem: «IBMs physics prize in condensed matter physics 1991» og «Fridtjof Nansens belønning 1993», begge saman med Myrheim. Seinare har Leinaas vorte medlem av Det Norske Videnskaps Akademi og Kungliga Svenska Vetenskapsakademien.

Jon Magne Leinaas vart utnemnd av Kongen til professor i fysikk ved Universitetet i Oslo i 1989. Ein må takke Jon Magne for at teorigruppa i Oslo nå har ein lang og sterk tradisjon for forskning innafor lågdimensjonell/topologisk fysikk, – eit fagområde som er meir i vinden enn nokon gong, med nye og spanande ting som skjer både på teori- og eksperimentalsida.

Om Jon Magne Leinaas som professor er det berre godt å seia. Som master- og PhD-prosjekt gav han problem som han sjølv fann skikkeleg interessante. Dette gjorde det ikkje alltid enkelt for studentane hans, men han tok alltid godt vare på dei og presenterte dei for omverda, ofte gjennom å senda dei til ein av medarbeidarane sine i utlandet for ei tid. Han er kjent som ein dugande, ryddig og svert kompetent forelesar. Vi som kjenner han ekstra godt vil til slutt gjerne legge til at han er ein varm og omsorgsfull person og god ven. Ein kjærnekar.

*Hallstein Høgåsen og Susanne F. Viefers*

# Fysikk som lagsport

Jan Myrheim\*

Fysisk institutt i Oslo blir ikke det samme nå som Jon Magne Leinaas blir pensjonist. Han har alltid praktisert læresetningen som en kjent fotballtrener uttrykker på trøndersk, at resultatet blir best når alle spiller hverandre gode. Han har samarbeidet med mange, og er stadig på utkikk etter nye gode samarbeidsprosjekt. Et særlig tett og langvarig samarbeid har han hatt med Thors Hans Hansson i Stockholm. Samarbeidet med John Bell omtales et annet sted i dette nummeret av FFV.

Samarbeidet med Jon Magne har vært et fast punkt i mitt liv som fysiker siden vi var vitenskapelige assistenter i Oslo. Det startet for alvor den dagen i 1974 da han kom og ville diskutere identiske partikler. Til vår felles overraskelse fant vi ut at vi hadde tenkt lignende tanker uavhengig av hverandre.

Vi mente at lærebøkene i kvantemekanikk var (og er) på gyngende grunn når de prøvde (prøver) å bevise at identiske partikler må være enten bosoner eller fermioner. Det påståtte beviset innfører et begrep kalt ombytte av partikler som er så vagt definert at det knapt har noe innhold. Multiplikasjon av bølgefunksjonen med en vilkårlig fasefaktor er en fysisk identitetstransformasjon. Ombytte av identiske partikler er også en fysisk identitetstransformasjon, som gir en fasefaktor  $+1$  for to bosoner og  $-1$  for to fermioner. Hvorfor ikke mer generelle fasefaktorer? Vi ønsket oss et mer overbevisende argument.

Der og da løste vi det enkleste problemet, som er identiske partikler på en linje. Det klassiske konfigurasjonsrommet har en rand, og kvantisering forutsetter randkrav på bølgefunksjonen. Bosoner og fermioner er to muligheter, men det generelle randkravet inneholder en parameter som kan interpolere kontinuerlig mellom bosoner og fermioner. Slike partikler kan tolkes som bosoner

som vekselvirker ved et tiltrekkende eller frastøtende delta-funksjonspotensial.

Det todimensjonale problemet måtte vi sove på, men vi løste det neste dag. Her er det ingen rand og ingen randkrav, men det trengs et gaugefelt som gir en veiavhengig fasefaktor ved kontinuerlig ombytte av koordinatene som bølgefunksjonen avhenger av. Gauge-begrepet var velkjent for oss begge, spesielt for Jon Magne, som skrev hovedoppgave hos Erik Eriksen om Diracs magnetiske monopoler. I tre og høyere dimensjoner fikk vi det beviset vi ønsket oss for at bosoner og fermioner er de eneste mulighetene, innenfor rimelighetens grenser. Men i to dimensjoner kan fasefaktoren ved ombytte naturlig tillates å ta andre verdier enn  $\pm 1$ . Slike todimensjonale partikler ble senere døpt anyoner av Frank Wilczek [1].

Det ergrer meg ennå at vi overlot til andre å formulere teorien som en feltteori. Det blir en topologisk teori, Chern–Simons-teori, som kalles topologisk fordi virkningsintegralet er generelt kovariant uten å involvere metrikken. Slik nærmer den seg temaet for årets Nobelpris, topologiske faseoverganger.

Siden brukte vi to–tre år på å publisere. Det skyldtes delvis at våre veier skiltes, Jon Magne reiste til USA og jeg til CERN. Men mest skyldtes det at vi aldri fant ut av Heisenberg-kvantiseringen. Vi var opplært til å tro at Schrödingers og Heisenbergs metoder for å kvantisere er ekvivalente, men det er ikke tilfelle her. Heisenberg-kvantisering fungerer ypperlig så lenge en begrenser seg til to identiske partikler i en dimensjon. Der åpner den for en kontinuerlig interpolering mellom bosoner og fermioner, men resultatet blir ikke det samme som med Schrödinger-kvantisering, som figurene nedenfor viser. Det var greit nok, men problemet er å generalisere fra en dimensjon til to og flere, og fra to partikler til tre og flere. Til slutt ga vi opp og publiserte bare Schrödinger-kvantiseringen [2].

Heisenberg-kvantiseringen har vi og andre tatt opp igjen senere [3, 4]. I en dimensjon kan parti-

\* Institutt for fysikk, NTNU

klene tolkes som bosoner som vekselvirker ved et topartikkelpotensial av typen  $1/x^2$ , den såkalte Calogero-modellen, og slik kan en generalisere til mer enn to partikler. Men den mest generelle Heisenberg-kvantiseringen i to eller flere dimensjoner er et uløst problem.

Jon Magne har engasjert seg lite i styre og stell. Han trives nok bedre som indianer enn som høvding, selv om studentene hans kalte ham respektfullt for Sjefen, med stor S. Det samsvarer med hans jordnære tilnærming til fysikken, der han gjerne prøver å forstå generelle prinsipper ved å studere mest mulig enkle eksempler og analogier.

Gratulerer med dagen som var! Bruk tiden som pensjonist sammen med familie og venner, men gjerne også i samarbeid om interessante fysikkprosjekt.

### Forskjellen mellom Schrödinger og Heisenberg

La  $x = x_1 - x_2$  og  $p = (p_1 - p_2)/2$  være den relative koordinaten og den relative impulsen for to partikler. Gjør dem dimensjonsløse ved å dividere med passende skalafaktorer. Hvis partiklene ikke er identiske, gjelder den kanoniske kommutasjonsrelasjonen

$$[x, p] = i. \tag{1}$$

Hvis partiklene er identiske, er  $x$  og  $p$  ikke observable, fordi de får motsatt fortegn når merkelappene 1 og 2 på partiklene byttes om, vi har at  $x \leftrightarrow -x$  og  $p \leftrightarrow -p$  når  $1 \leftrightarrow 2$ . Observable størrelser er for eksempel de kvadratiske operatorene

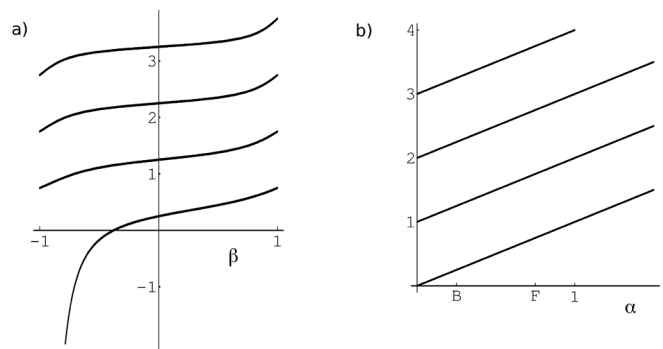
$$A = \frac{1}{4}(p^2 + x^2), B = \frac{1}{4}(p^2 - x^2), C = \frac{1}{4}(xp + px), \tag{2}$$

som er symmetriske under ombytte. Vi kan tolke  $2A$  som den dimensjonsløse energien til en harmonisk oscillator. Av den kanoniske kommutasjonsrelasjonen følger relasjonene

$$[A, B] = iC, [A, C] = -iB, [B, C] = -iA. \tag{3}$$

For identiske partikler gir ikke den kanoniske kommutasjonsrelasjonen noen mening, siden  $x$  og  $p$  ikke er observable. Men relasjonene mellom  $A$ ,  $B$  og  $C$  gir mening, så vi må bruke dem i stedet.

I Heisenberg-kvantiseringen spør vi etter inekvivalente representasjoner av disse kommutasjonsrelasjonene. Vi finner at en representasjon er karakterisert av en ikke-negativ parameter  $\alpha$  slik at egenverdiene til  $A$  i den representasjonen er  $n + \alpha$  med  $n = 0, 1, 2, \dots$ . Vi kaller  $\alpha$  for en statistikkparameter, fordi den bestemmer om partiklene er bosoner eller fermioner, eller noe annet. Bosoner har  $\alpha = 1/4$ , mens fermioner har  $\alpha = 3/4$ . Figur 1b) viser egenverdiene til  $A$  som funksjon av  $\alpha$ .



**Figur 1.** Hvordan egenverdiene til operatoren  $A$  varierer med en kontinuerlig statistikkparameter. I figur a) brukes Schrödinger-kvantisering, og parameteren er  $\beta$ . Bosoner har  $\beta = 0$ , og fermioner har  $\beta = -1$  eller (ekvivalent)  $\beta = +1$ . Den laveste egenverdien (som gir energien i grunntilstanden for en harmonisk oscillator) går mot minus uendelig når  $\beta$  går mot  $-1$ . Bare for bosoner og fermioner er avstanden mellom egenverdiene konstant. I figur b) brukes Heisenberg-kvantisering, og parameteren er  $\alpha$ . For bosoner (B i figuren) er  $\alpha = 1/4$ , for fermioner (F) er  $\alpha = 3/4$ . Avstanden mellom egenverdiene er konstant for alle verdier av  $\alpha$ . Se referanse [3].

I Schrödinger-kvantiseringen bryr vi oss ikke om kommutasjonsrelasjonene, men vi representerer  $A$  som operatoren

$$A = \frac{1}{4} \left( \frac{d^2}{dx^2} + x^2 \right). \tag{4}$$

Bølgefunksjonen  $\psi(x)$  er definert bare for  $x \geq 0$ , og den må oppfylle et randkrav i  $x = 0$  som sier at

$$\psi'(0) = \eta\psi(0). \tag{5}$$

*Fortsetter på neste side*

Her er  $\eta$  igjen en reell statistikk-parameter, som kan være enten positiv eller negativ. Setter vi  $\eta = 0$  får vi bosoner, lar vi  $\eta \rightarrow \pm\infty$  får vi fermioner. Vi definerer

$$\beta = \frac{2}{\pi} \arctan \eta, \quad (6)$$

slik at  $\beta$  varierer mellom  $-1$  og  $+1$ . Bosonene har  $\beta = 0$ , fermionene har  $\beta = \pm 1$ . Figur 1a) viser egenverdiene til  $A$  som funksjon av  $\beta$ .

## Referanser

1. F. Wilczek, *Quantum Mechanics of Fractional-Spin Particles*. Phys. Rev. Lett. 49, 957 (1982).
2. J.M. Leinaas og J. Myrheim, *On the Theory of Identical Particles*. Il Nuovo Cimento 37B, 1 (1977).
3. J.M. Leinaas og J. Myrheim, *Heisenberg Quantization for Systems of Identical Particles*. Int. J. Mod. Phys. A8, 3649 (1993).
4. J.M. Leinaas, *Generalized statistics and the algebra of observables*. Invited lecture given at the 4th International School of Theoretical Physics, Symmetry and Structural Properties of Condensed Matter, Zajaczkowo. <https://arxiv.org/abs/hep-th/9611167>

# Nobelprisen i fysikk 2016

Asle Sudbø\* og Susanne Viefers\*\*

Årets Nobelpris i fysikk hedrer visjonær grunnforskning fra 1970- og 1980-tallet, om nye måter å klassifisere materialer, og om måten materialer forvandles fra en fase til en annen på. Prisvinnerne er David J. Thouless, University of Washington, Seattle (1/2-del), F. Duncan Haldane, Princeton University, NJ (1/4) og J. Michael Kosterlitz, Brown University, Providence (1/4).

De fleste er vant til å tenke at stoff kommer i tre faser: gass, væske, og faste stoffer. Det finnes naturlig nok mange typer gasser, væsker, og faste stoff. En innser derfor fort at en inndeling av stoff i tre kategorier som nevnt over blir altfor grov. Gasser kan være inerte eller kjemisk aktive, de kan være elektriske isolatorer eller ha elektrisk ledningsevne. Tilsvarende kan det samme sies for væsker. Faste stoffer kommer i form av glass, metaller, halvledere, magneter, osv. Metaller er viktige i alle elektriske ledninger, og halvledere og magneter er selve kjernen i alt som har med



Fra venstre. F. Duncan Haldane, J. Michael Kosterlitz og David J. Thouless

data- og informasjonsteknologi å gjøre. I såkalte superledere forsvinner all elektrisk motstand under en viss temperatur. Det er ikke vanskelig å innse at slike materialer er viktige, og ikke minst miljøvennlige.

Gasser, væsker, og faste stoff er adskilt ved termodynamiske faseoverganger. Gasser kan kondensere til væsker, væsker kan fordampe til gasser eller fryse til faste stoff, og faste stoff kan smelte til væsker eller fordampe til gasser. Hver enkelt av faseovergangene beskrevet over har en felles faktor som de deler med alle andre faseoverganger. *Faseovergangen skjer ved en skarpt definert temperatur*. Ved denne temperaturen har en eller flere termodynamiske tilstandsfunksjoner en singular

\* Institutt for fysikk, NTNU

\*\* Fysisk Institutt, Universitetet i Oslo

oppførsel som funksjon av temperatur. Væsker og faste stoff kan ikke knyttes til hverandre ved en analytisk deformering. I faseovergangene nevnt over er singularitetene knyttet til eksistensen av en latent varme, som er en lett målbar størrelse. Faseoverganger med en latent varme kalles første ordens faseoverganger, fordi de har en diskontinuitet i den førstederiverte av Gibbs-energien som funksjon av temperatur. I andre systemer, som ferromagneter, finnes det ikke noen latent varme. I det tilfellet har vi likevel en mulighet for å detektere en faseovergang ved å studere singulariteter i størrelser som er knyttet til den magnetiske ordningen. Slike faseoverganger har kontinuerlig førstederivert av et passende termodynamisk potensial, for eksempel Gibbs-energien, men har diskontinuiteter i høyereordens deriverte. Slike faseoverganger kalles *kontinuerlige faseoverganger*.

Det som er sagt over, er begreper som er utviklet og fungerer bra for vanlige tre-dimensjonale bulksystemer. Men det finnes systemer som er av fundamentalfysisk interesse og som også har potensielt viktige anvendelser som ikke er tre-dimensjonale. I nanoteknologi anvendes for eksempel to-dimensjonale og en-dimensjonale systemer! Et to-dimensjonalt system der den lineære utstrekningen er veldig mye mindre enn i de to andre retningene, og i et en-dimensjonalt system er to retninger veldig små i forhold til en tredje. Fra et fundamentalfysisk synspunkt blir da kvantemekaniske effekter viktige, og særlig trer de frem ved lave temperaturer, gjerne ved 1 K eller lavere. Hvordan er det så med klassifikasjonen av faser og faseoverganger i systemer i en-dimensjonale og to-dimensjonale systemer ved veldig lave temperaturer, der kvantemekaniske effekter dominerer?

Forskningen som David James Thouless, Fredrick Duncan Michael Haldane, og John Michael Kosterlitz har fått Nobelprisen i fysikk 2016 for, tok for seg helt nye og revolusjonerende måter å klassifisere materialer på, og hvordan de endrer seg fra en fase til en annen. Som nevnt er det snakk om materialer som er en- eller to-dimensjonale (dvs. ekstremt tynne tråder eller flater), ved meget lave temperaturer (1 K eller lavere) eller veldig høye magnetfelt (flere titalls Tesla). Enkelt sagt gikk pristagerens forskning ut på å klassifisere de matematiske egenskapene

til de kvantefysiske tilstandene som elektroner befinner seg i, i en-dimensjonale og to-dimensjonale systemer. Det nye og slående ved oppdagelsene var at det finnes visse egenskaper ved disse tilstandene som er helt uavhengig av små påvirkninger. Kvantetilstandene til elektronene er, i en forstand som vi skal forsøke å forklare under, robuste mot kontinuerlige deformasjoner. Analoge fenomen studeres innen en gren av matematikken, som altså har en viktig anvendelse i fysikk, som kalles *topologi*.

En hverdagslig illustrasjon av dette får en med en klump leire. Leireklumpen kan ha mange former, men en form kan fås fra en annen ved å klemme litt på leiren. En sigarformet leireklump og en kuleformet leireklump ser unektelig forskjellige ut, men de har en viktig felles egenskap: de har ingen hull tvers igjennom seg. Matematisk sies det at kulen og sigaren er *topologisk ekvivalente*. Vi kunne laget et hull tvers igjennom leireklumpen, og ville da fått et smultring-aktig legeme, som er topologisk forskjellig fra kulen eller sigaren. Ved å lage flere hull i leireklumpen, fås nye topologisk distinkte legemer, hvert adskilt med antall hull det har igjennom seg. Vi kan herje så mye vi vil med den detaljerte formen til de ulike leire-objektene, det eneste som spiller en rolle for de topologiske egenskapene til leire-objektene er antall hull.

Den revolusjonerende innsikten som årets Nobelpristagere hadde, var nettopp dette at en kan klassifisere materialer og faseomvandlinger ved topologi. Dette var en helt ny måte å tenke på. Akkurat som antall hull i leireklumpen alltid må være et heltall (det finnes ikke «halve hull»), får en her ett eller annet heltall som beskriver tilstanden til materialet. Dette kalles en *topologisk invariant*. En tilstand med en gitt topologisk invariant er robust ved at dette heltallet ikke påvirkes av detaljer i eksperimentet som f.eks. små urenheter i materialet. For elektroner i sjiktet mellom to halvledere i sterkt magnetfelt og lave temperaturer, finnes det for eksempel en topologisk invariant (oppdaget av Thouless) som helt og holdent bestemmer den elektriske motstanden i sjiktet! Som følge av den nevnte robustheten er motstanden så ufattelig skarpt definert (med en presisjon på en part i 1000 milliarder) at dette nå benyttes til å definere enheten for elektrisk motstand i det internasjonale SI-systemet. Et vel så viktig eksem-

pel er Kosterlitz og Thouless' store oppdagelse av såkalte *topologiske faseoverganger*. Fram til begynnelsen av 1970-tallet var det allment akseptert at det ikke kan finnes faseoverganger (av den «vanlige» typen, diskutert over) i to dimensjoner. Kosterlitz og Thouless oppdaget muligheten for faseoverganger i to dimensjoner som involverer topologiske objekter – kvantevirvler. Selve faseovergangen innebærer kort sagt at bundne par av virvler med motsatt retning virvlingen brytes opp, slik at enkeltvirvler kan bevege seg fritt gjennom systemet. Dette ga en helt ny forståelse av faseoverganger, og denne mekanismen (som er universell dvs kan opptre i en rekke settinger) kalles i dag Kosterlitz-Thouless-overgang. Haldanes bidrag til forskningen som nå har blitt belønnet med Nobelpris, har vært nye måter å klassifisere kvantemekaniske grunntilstander på ved hjelp av topologi. Kvante-Hall effekten ble nevnt over som et eksempel på en topologisk grunntilstand i sterke magnetfelt karakterisert av et positivt heltall som bestemmer elektrisk motstand med enorm presisjon. Haldane oppdaget en tilsvarende egenskap i spesielle spinnkjeder og to-dimensjonale systemer *uten* magnetfelt, karakterisert av en topologisk invariant som kan ta en av kun to mulige verdier. Systemer som alle hadde trodd alltid var identiske, viste seg å ha fullstendig forskjellige grunntilstander. Denne innsikten har nå åpnet helt nye perspektiver i fysikk med introduksjonen av såkalte topologiske isolatorer. Dette er materialer med bulktilstander som ikke leder strøm, men som har robuste overflatetilstander som er metalliske. Disse overflatetilstandene er robuste fordi de er topologiske, på samme måte som antall hull i en leireklump er et beskyttet tall robust mot deformering av leireklumpene så lenge vi ikke river den istykker. Det venter kanskje en ny Nobelpris i det feltet!

Bemerkelsesverdige eksperimentelle fremskritt har gjort at nye materialer med robuste topologiske egenskaper nå er blitt fremstilt i laboratoriet. Disse fysiske egenskapene er av avgjørende betydning for mulige anvendelser som for eksempel kvante-datamaskiner og kvanteteknologi (som er en stor EU-satsning de kommende årene), og de vil kunne revolusjonere all data- og informasjonsteknologi.

Nobelprisen 2016 hedrer viktigheten av å tenke langsiktig for å nå de store gjennombrudd i vitenskap, de som nesten alltid viser seg å få viktige anvendelser, men som var umulige å forutse. Det har vist seg gang på gang igjennom det 19. og 20. århundret at det er nysgjerrighetsdrevet grunnforskning som har bragt verden de store fremskritt. Eksempler er teorien for elektromagnetisme (som brukes overalt rundt oss i dagliglivet), den generelle relativitetsteorien (som brukes i GPS), forskningen på lasere og ultrarene optiske fibre (som er de operative elementene i Internett), og den grunnleggende forskningen på det som har vist seg å være en av verdens viktigste oppfinnelser, nemlig transistoren. Historien er nå i ferd med å gjenta seg gjennom den grunnleggende forskningen på topologiske materialer og topologiske faseomvandlinger. Nobelprisen i fysikk 2016 er uten tvil en av de mest fortjente de siste 30 år.

De som ønsker å lese mer om disse banebrytende arbeidene, finner mye godt (og utfordrende!) materiale på linken:

[https://www.nobelprize.org/nobel\\_prizes/physics/laureates/2016/](https://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/2016/)

Husk å melde  
adresseforandring  
til sekretæren  
i NFS!



# Jakten på supersymmetri

Inga Strømke\* og Per Osland\*

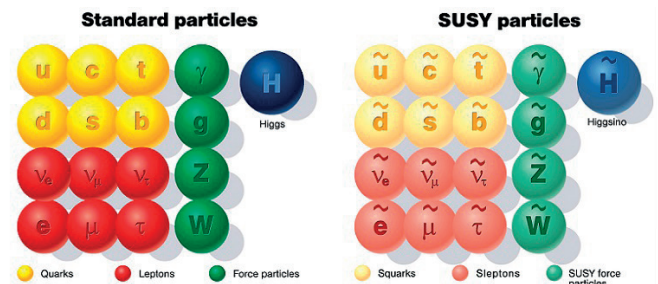
## Hva er supersymmetri?

Einsteins relativitetsteori beskriver på en presis og elegant måte materie, energi og romtidens egenskaper og hvordan de påvirker hverandre. Teorien består av et sett med likninger som er invariante under et bestemt sett symmetrier (inkludert translasjonssymmetri). I 1960 ble det matematisk bevist at supersymmetri er den eneste symmetrien som kan legges til settet av symmetrier uten å gjøre relativitetsteorien inkonsistent med universet vi lever i.

Supersymmetri er en postulert romtid-symmetri med den direkte konsekvens at alle partiklene har hver sin superpartner. Disse superpartnerne har de samme kvantetallene (ladning og fargeladning) som standardmodellpartnerne, men med én avgjørende forskjell: Fermioner har bosoner til superpartnere og vice versa. Fermionenes bosonske superpartnere kalles sfermioner – så for eksempel elektronet har en bror ved navn selektron – og bosonenes fermionske superpartnere får en -ino til slutt i navnet – så fotonet får en bror ved navn fotino. En annen forskjell som er verdt å vite om, er at et supersymmetrisk univers behøver en utvidet Higgs-sektor med minimum tre nøytrale Higgsbosoner og et par med elektrisk ladning. Universet vårt har mange fermioner – alle partiklene som utgjør materie – og mange bosoner – alle kraftformidlerne. Dog har ingen av fermionene i standardmodellen egenskaper som gjør dem til gode kandidater for å være superpartnere til bosonene i standardmodellen, eller omvendt. Dette betyr at ingen supersymmetriske partikler er observert, og at det, hvis supersymmetri er en del av naturen, finnes over dobbelt så mange partikler som de vi til nå har oppdaget, se figuren.

Før vi ser nærmere på disse superpartnerne vi ikke har oppdaget ennå, la oss diskutere hva supersymmetri egentlig er. Supersymmetri rela-

terer dimensjonene tid og rom til nye dimensjoner. Romtiden får altså ytterligere dimensjoner som er fundamentalt forskjellige fra de dimensjonene vi kjenner til. Tid og rom slik vi kjenner det, er bosonske, i den forstand at et objekt kan bevege seg i  $t$ -,  $x$ -,  $y$ - og  $z$ -retningene i vilkårlig rekkefølge, og vilkårlig langt. De nye koordinatene som kommer med supersymmetri, er fermionske. De beskrives derfor av Grassmann-tall, altså tall som antikommuterer. Dette medfører at det høyeste antallet steg man kan gå langs en fermionsk koordinat, er én. Prøver man å gå et steg til, ender man tilbake på null!



Figur 1. Standardmodellens partikler, og deres superpartnere. Etter Wikipedia.

## Hvor er superpartnerne?

Basert på den grunnleggende forutsigelsen i supersymmetri vet vi at hvis supersymmetri er eksakt realisert i universet vårt, burde vi for lengst ha oppdaget superpartnerne til alle partiklene vi kjenner. For hvert fermion skulle vi ha sett et boson med de samme vekselvirkningene og den samme massen. Gitt at vi ikke har sett noen superpartnere så langt, må de alle være mye tyngre enn partiklene vi kjenner til – selektronet må altså være elektronet sin bosonske storebror. Superpartnerne må nødvendigvis være så tunge at de ikke har blitt oppdaget ved noen av partikkelakseleratorene våre så langt.

\* IFT, Universitetet i Bergen

## Er dette slutten for supersymmetri?

Ikke helt. Selv om dette ved første øyekast kan virke som spikeren i kista for supersymmetri, finnes det en mulig naturlig forklaring. Det er ikke uvanlig at symmetrier er skjulte – eller brutt, som det heter matematisk.

For å illustrere dette kan vi tenke på rotasjonssymmetri. Vi vet at naturlovene er rotasjonssymmetriske, altså at et eksperiment skal gi samme utfall uavhengig av hvilken vei det roteres. Dog kan man ikke snu en lab opp ned på jorden og forvente samme resultat – jordens tyngdekraft gjør at utfallet vil være ulikt avhengig av hvilken vei lab'en er orientert. Gjør man derimot eksperimentet ute i verdensrommet, langt unna legemer hvis tyngdekraft trekker på oppsettet, er rotasjonssymmetrien tilbake. Rotasjonssymmetrien brytes altså av jordens gravitasjonsfelt, men denne effekten er ikke iboende i naturlovene.

En mulighet er derfor at supersymmetri er skjult for oss, for eksempel på grunn av et felt som brer seg gjennom hele universet. Da kan supersymmetri være en underliggende symmetri i universet, men brutt på den energi skalaen der vi lever. Hvis supersymmetrien er brutt, behøver ikke superpartnerne ha samme masse som sine partnere, og kan være mye tyngre enn de partiklene vi observerer.

Ved første øyekast kan dette virke som et forsøk på en bortforklaring, men matematikken i modellene fungerer fint med brutt supersymmetri. I den minimale supersymmetriske utvidelsen av standardmodellen (MSSM) kan supersymmetri være brutt på utallige måter – altfor mange til at vi kan gjette på hvilken kandidat er den beste. Det faktum at superpartnerne kan være nesten vilkårlig tunge, og dermed i verste fall ikke-observerbare for oss i lang tid fremover, samt at det finnes så mange kandidater til supersymmetriske modeller, kan kanskje gjøre det lite fristende å kaste seg over denne teorien. Likevel har supersymmetri lenge vært populært, av flere grunner.

## Hva gjør supersymmetri så attraktivt?

Den kanskje sterkeste motivasjonen for supersymmetri, er at den løser hierarki-

problemet. Kort forklart refererer dette til den store forskjellen i styrken til den svake kjernekraften og gravitasjon. For to partikler som er så nær hverandre at de påvirkes av den svake kjernekraften, er denne kraften  $10^{32}$  ganger sterkere enn gravitasjonskraften. Hierarki-problemet er den manglende forklaringen på denne store forskjellen i styrken til de to kreftene.

Higgs-feltet har en vakuumforventningsverdi på  $246 \text{ GeV}/c^2$ , og den gir de elektrosvake kraftbærerne,  $Z$ - og  $W$ -bosonene, masser på hhv. 91 og  $80 \text{ GeV}/c^2$ . Kvantefysikken forteller oss i utgangspunktet at styrken til Higgs-feltet kunne vært veldig stor, og med mindre det finnes en grunn til at en størrelse skal være liten (for eksempel en eller annen symmetri), er små størrelser unaturlige.

Med mindre Higgs-feltet er nøyaktig null, bør kvantekorleksjoner gjøre det veldig sterkt – men dette skjer ikke. Verdien til Higgs-feltet er forholdsvis liten, og alle partiklene som vekselvirker med Higgs-feltet får følgelig forholdsvis små masser. Dette er vel og bra for oss, men vi har ingen forklaring på hva som hindrer kvantekorleksjonene i å gjøre Higgs-feltet enormt. Vi aner ikke hva det er som stabiliserer Higgs-feltet.

Det er her supersymmetri kommer inn med en løsning. Kort fortalt har kvantekorleksjonene fra fermioner og bosoner motsatte fortegn. Superpartnere kansellerer derfor korleksjonene Higgs-feltet får fra alle de kjente partiklene det kobler til, og hierarki-problemet løses på en veldig elegant måte. Hvis supersymmetriske partikler har masser av størrelsesorden TeV (tusen ganger tyngre enn protonet), så vil også koplingene fra standardmodellen forenes til en felles verdi ved høye energier. Denne egenskapen betraktes som meget attraktiv, da den forenkler teoriens struktur, i alle fall ved høye energier. Fenomenet kalles «grand unification».

Et annet mysterium supersymmetri gir en mulig løsning på, er mørk materie. Den letteste supersymmetriske partikkelen, forkortet til LSP, kan være en spartikkel uten noen som helst ladning. En slik spartikkel vekselvirker ikke på annet vis enn ved svake kjernekrefter og gravitasjon, kompatibelt med den egenskapen vi observerer for mørk materie.

## Hvordan kan supersymmetri brytes?

Som nevnt finnes det utallige måter å bryte supersymmetri på – dog har vi ingen indikasjoner fra eksperimenter på hvordan en symmetribrytende mekanisme skal foregå. En praktisk løsning på dette er å si at supersymmetri brytes i en skjult del av verden, som vanlig materie ikke vekselvirker direkte med, og bare postulere hvordan informasjonen om den brutte symmetrien kommuniseres til den delen av verden vi kan observere. Én mulighet er gaugino-formidlet supersymmetri-brytning. Her antar vi at våre fire dimensjoner befinner seg på en brane<sup>1</sup> i et høyere-dimensjonalt rom, og at det finnes en annen firedimensjonal brane i en avstand  $L$  fra vår brane. De to branene er altså romlig adskilt fra hverandre i en femte dimensjon. I denne modellen er det bare Higgs-partikler, higgsinoer (Higgs-partiklenes superpartnere), kraftformidlerne (kalt gauge-bosoner) og deres superpartnere gauginoene som kan bevege seg i den femte dimensjonen.

Gauginoene påvirkes av den skjulte branen via den femte dimensjonen, og får informasjon om brudd på supersymmetri. På vår brane vekselvirker gauginoene med sfermionene, standardmodellens superpartnere, som slik får en høyere masse enn fermionene. Resultatet er at supersymmetri er brutt og at sfermionene blir for massive til å ha blitt oppdaget i eksperimentene.

## Finner vi supersymmetri ved LHC?

De siste årene har det pågått en intens jakt på supersymmetriske partikler ved LHC. Hvis slike partikler produseres, er de etter all sannsynlighet ustabile, og henfaller til vanlige partikler ledsaget av nøytrinoer, teoriens ledende kandidat for mørk materie. At nøytrinoet er mørk-materie kandidat, betyr også at det er usynlig, selv i de avanserte ATLAS og CMS detektorene. Det har verken elektrisk ladning eller magnetisk moment, og utsettes derfor ikke for elektromagnetiske krefter. Dessuten, i motsetning til nøytronet, som også er nøytralt, føler det ingen kjernekraft.

For å observere nøytrinoet må vi derfor ty til impulsbevarelse. Siden de to protonene som

kolliderte ikke hadde impuls på tvers av strålen, må alle transversale impulser til partiklene som produseres addere til null. Hvis dette ikke er tilfellet, skyldes det enten upresis måling eller at det har blitt produsert en eller flere partikler som ikke er blitt detektert. Det er slik man leter etter supersymmetri, via henfall til en usynlig partikkel. Hendelser hvor supersymmetriske partikler skapes, karakteriseres av ubalanse i transversal impuls.

Dog kan det også være vanlige partikler som ikke detekteres, spesielt nøytrinoer. Tyngre kvar-ker, samt  $W$ - og  $Z$ -bosonene vil ofte henfalle til tilstander hvor nøytrinoer inngår. Slike hendelser utgjør en «bakgrunn» som et eventuelt signal må konkurrere med. Denne bakgrunnen kan beregnes med en rimelig presisjon, og man leter derfor etter et overskudd av hendelser med impuls-ubalanse.

I ulike modeller realiseres supersymmetri på ulikt vis, med tilhørende spektra av andre supersymmetriske partikler i tillegg til nøytrinoet. Disse er tyngre, og ofte er det mer sannsynlig å produsere disse enn direkte å produsere nøytrinoer. De forskjellige produksjonsmekanismene har hver sine særtrekk, og dette resulterer i mange søk etter supersymmetri, med forskjellige signaturer. Det er ved LHC foretatt dusinvis av slike søk, alle hittil med negative resultater. Men en mulig grunn til at man ikke har sett noe, kan ganske enkelt være at de er for tunge til å bli produsert i stort nok antall til å kunne isoleres fra bakgrunnen. Typiske masse-grenser er på 500 GeV til 1 TeV, det vil si at supersymmetriske partikler (hvis de finnes) må være minst 500–1000 ganger så tunge som protonet.

Til tross for mangel på oppmuntring fra eksperimentelle resultater, vil nok søkene fortsette med stor entusiasme, på grunn av teoriens elegante matematiske struktur. I denne sammenheng er det naturlig å tenke på Diracs forutsigelse av antimaterie, basert utelukkende på teoriens eleganse.

<sup>1</sup>Vi refererer her til rommet hvor én koordinat er holdt konstant.

# Metalliske glass

Emil J. Samuelsen\*

Glass er uordna, amorfe faste stoff, oppnådd ved snøgg nedkjøling av smelter. Vanleg glass, av kvarts og andre silikat-materiale, er eksempel. Reine metall krystalliserer lett og dei lar seg ikkje glassifisere, men sidan 1960-åra har ein vore i stand til å framstille metalliske glass av blandingar av ulike grunnstoff. Metalliske glass har eigenskapar som gjer dei interessante for bruk i mange samanhengar. Forsking og nyutvikling føregår framleis.

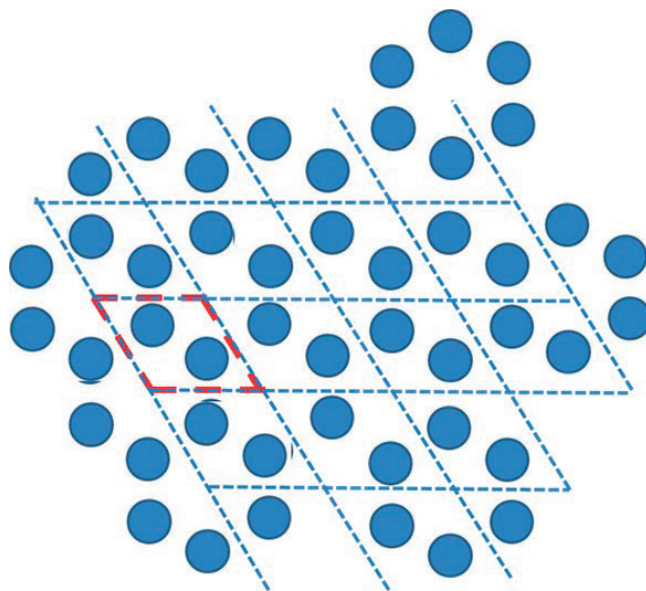
## Innleiing

Glass er materiale som er romleg uordna, kalla *amorfe*. Motsetnaden er *krystallinske* materiale, der atom og molekyl inngår i velorganiserte geometriske mønster. «Vanleg glass» er silikat-basert, brukt i vindauge, speglar, kjøkkentøy og anna daglegdags gjennomiktig utstyr. Også andre materiale, som enkelte polymerar, kan føreligge i glasstilstand.

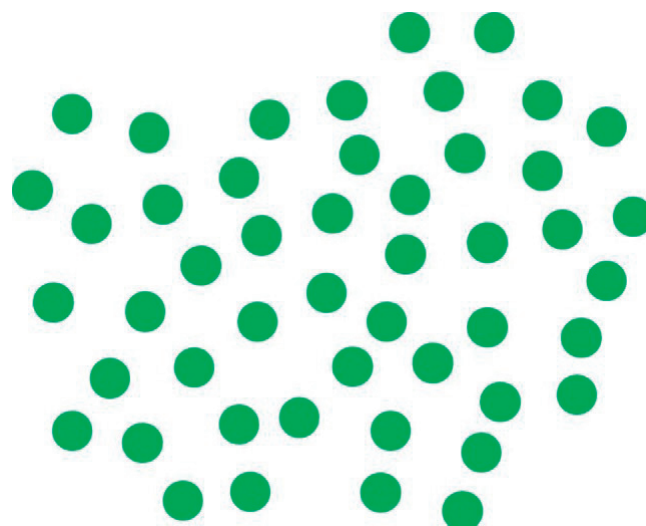
Metall er ei materialgruppe som krystalliserer lett. Derfor kom som ei stor overrasking at også metall kan danne glass, då dei første metalliske glassa vart framstilt for meir enn 50 år sida. Metalliske glass, også kalla amorfe metall, har ein del andre eigenskapar enn krystallinske metall, som vi skal sjå.

## Krystallinske og amofe materiale

I figur 1a er vist eit utsnitt av ein to-dimensjonal krystallstruktur. Den består av repeterande mønster av innhaldet i ei 'elementær-celle', som t.d. det raud-stipla parallelogrammet. Hjørna i cella er her valt midt i sekskantar, med to atom inne i cella, og dannar, som ein ser, eit 'fjernordna' mønster med sekstallig symmetri. Figur 1b illustrerer ein tilsvarende uordna, amorf glasstruktur, som berre har 'nærorden'. Illustrasjonane kan gjelde kvalitativt både for silikatglass og for metalliske glass.



**Figur 1a.** Utsnitt av ein ordna todimensjonal struktur der 'elementær-cella' (raudstipla linjer) gjentar seg i ein 'fjernorden'.



**Figur 1b.** Same strukturen i uordna, glassaktig (amorf) form. Denne strukturen har ikkje fjernorden, men ei viss lokal orden mellom atoma, kalla 'nærorden'.

\* Institutt for fysikk, NTNU

I silikatglass, der hovudelementa er kvarts,  $\text{SiO}_2$ , er det retningsavhengige bindingar mellom naboatoma; bindingane blir deformerte i den uordna varianten. Bindingar i metall er i mindre grad retningsavhengige, noko som medfører at ved storkning vil metallatoma lettare finn tilbake til krystallisert form, og det gjer det krevande å lage glass av metall (amorfe metall), som vi skal sjå.

Nemningane ‘metallisk glass’ og ‘amorfe metall’ blir brukt synonymt i det følgjande.

Amorfe metall har mange eigenskapar som skil seg frå dei for tilsvarande krystallinske metall: Hardare. Mindre utsette for korrosjon. Like god eller betre overflateglans. Lågare elektrisk leiings-evne. Magnetisk stabilare og med mindre hysteresse (for magnetiske variantar). Stabilare form etter utstøyping. Betre elastisk fjæring.

Ulemper: Sprøare. Avgrensa temperaturintervall for bearbeiding.

## Plastisitet

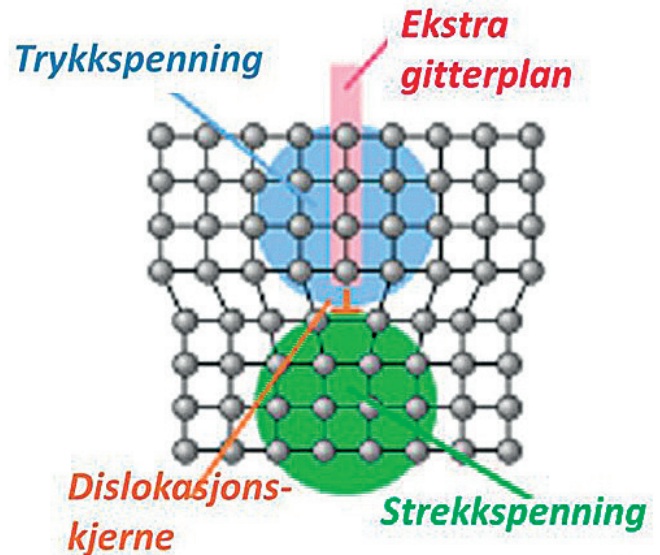
Dei fleste av desse eigenskapane kan tilbakeførast til at amorfe materiale er *mindre plastiske* enn dei krystallinske. Plastisitet inneber at materiale kan få permanent endra form ved strekking, bøying og vridning. Somme metall er *mjuke* og lett *formbare*, som gull, sølv og koppar; andre er *harde* og *stive*, som stål, iridium og wolfram.

Plastisitet er direkte knytt til krystallinsk struktur. Atoma er ordna i regelmessig mønster som gjentar seg gjennom krystallen. Denne ordninga er likevel ikkje perfekt, og i alle krystallinske materiale som ikkje er spesialbehandla, vil den krystallinske ordninga ha feil av den typen som blir kalla ‘*dislokasjonar*’, som at delar av atomrekker manglar, som vist i figur 2. Dislokasjonar kan også oppstå spontant i metallkrystallar som blir utsette for deformerande krefter.

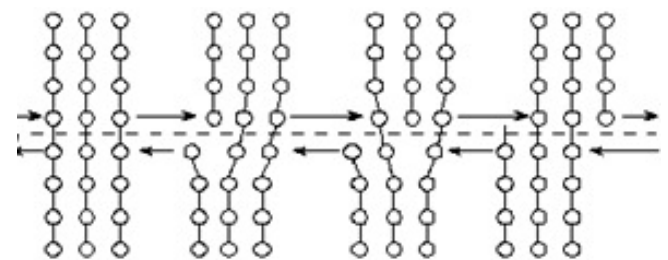
Den plastiske deformasjonen i krystallinsk metall skjer altså langs bestemte krystallografiske retningar.

Vanlegvis er metalla ikkje enkeltkrystallar, men består av einkrystallinske *korn*, som blir haldne saman over *korn grensene* av metallbindingane. Plastisk deformasjon av slike såkalla *polykrystallinske* metall skjer i prinsippet på same måten som beskriven ovanfor, med dislokasjonsforflyttingar i enkeltkorn og på korn grenser.

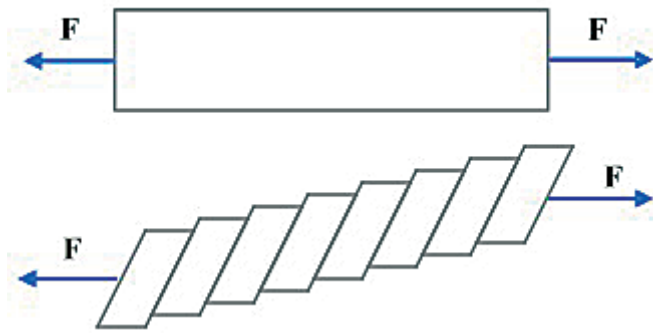
Amorfe metall på si side har ikkje ‘glideretningar’ og heller ikkje korn grenser, noko som gir dei eigenskapar som krystallinsk metall ikkje har.



**Figur 2.** Krystallstruktur med ein kantdislokasjon (som går innover i papiplanet). Der manglar eit gitterplan i nedre halvdel (eller der er eit ekstra gitterplan i øvre halvdel), som gir opphav til spenningar rundt dislokasjonskjernen. Ved skjerkrefter i retning høgre-venstre vil dislokasjonen lett flytte seg i vassrett retning: kontakt blir oppretta for det ‘frie’ atomet i det ekstra gitterplanet med atom i planet under. Horizontalplanet gjennom dislokasjonen er derfor eit ‘slepp-plan’ ved plastisk deformasjon av krystallmetallet.



**Figur 3.** Deformasjon ved vandring av dislokasjon: Frå venstre mot høgre: Ein krystallbit blir utsett for skjerkrefter (pilar), og det oppstår ein kantdislokasjon ved at ei atomrekke slepp taket på atomet under den stipla linja. I neste figur har atomkontakt blitt flytta slik at der blir ei avslutta atomrekke over den stipla linja. I siste figur har øvre del flytta seg ein atomavstand mot høgre jamført med starttilhøvet. Det har skjedd eit ‘slepp’ (engelsk ‘slip’), som har skapt ein plastisk deformasjon.



Figur 4. Bit av krystallinsk metall blir plastisk deformert og forlenga under strekk  $F$  ved multi-slepp langs ei glide-retning.

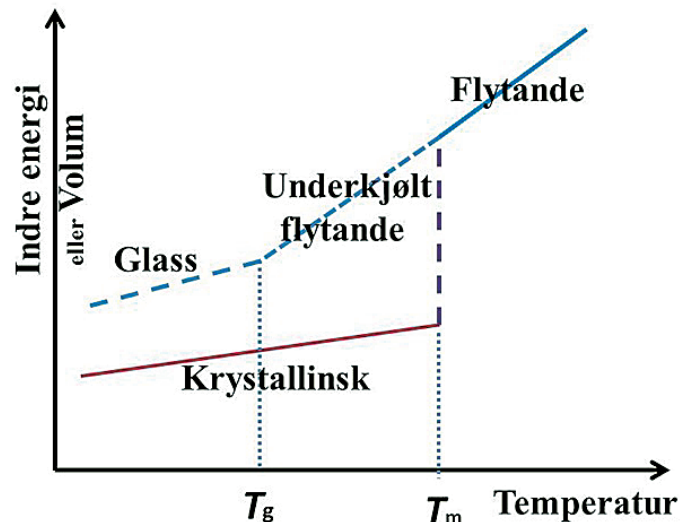
## Glasstilstand

‘Vanleg glass’, som kvartsglass, blir framstilt ved å smelte råstoffet og kjøle det ned så snøgt at det ikkje får tid til å krystallisere. Kravet er at flytemotstanden, *viskositeten*, aukar fort når temperaturen avtar i smelta, så smelta blir seigare. Silikat-gruppene  $\text{SiO}_2$  er bundne saman i fulle tredimensjonale nettverk med sterke kjemiske bindingar. Gruppene er rørlege i smelta, men blir mindre flyttbare (større viskositet) når temperaturen avtar. Ved romtemperatur er molekylrørs-lene for veike til at omstrukturering kan skje i særleg monn, og glass er i praksis stabile faste materiale, (jamvel om densiteten som regel er litt mindre enn for tilsvarande krystallinsk form). Berre i fleire hundre år gamle glass kan det vere visse aldersteikn.

Ved låge temperaturar er glass harde materiale, men mjuknar ved oppvarming. Overgangen frå hard til mjuk skjer gjerne over avgrensa temperaturområde, rundt det som blir kalla *glassovergangs-temperaturen*, symbol  $T_g$ . Over  $T_g$  opptrer glasset som seig væske, men har altså ikkje veldefinert smeltepunkt, slik krystallinske materiale har. Ei skjematisk framstilling av relasjon mellom glassformig og krystallinsk tilstand er vist i figur 5.

Det er ikkje uvanleg å beskrive glass som sterkt underkjølte væsker, basert på illustrasjonar som figur 5, men det kan vere misvisande, for glass er oftast sterkare og hardare enn tilsvarande krystallinsk materiale. Men termodynamisk sett er glass *metastabilt*.

Faktisk er det slik at vitenskapen om glasstilstand framleis har mykje uavklart ved seg, og



Figur 5. Skjematisk framstilling av ulike tilstandar som funksjon av temperatur for eit glassdannande materiale, uttrykt ved indre energi eller spesifikt volum. Glassovergangs-temperatur  $T_g$  og krystallinsk smeltepunkt  $T_m$  er angitt.

glasstilstanden figurerer på lister over ‘uopklarte fysikkspørsmål’ [1]. Den kjente fysikaren P.W. Anderson uttrykte det slik i 1995: “Det djupaste og mest interessante uløyste problemet i teorien om faste stoff er kanskje det å forstå essensen ved glass og glass-overgangen”.

Normaltilstanden for *metall* er at dei er krystallinske, og dei smeltar ved veldefinerte temperaturar ( $T_m$ ). Mange metall kan ha fleire krystallinske former, med temperatur- eller trykkavhengige *faseovergangar* mellom dei ulike formene.

I metall er atoma bundne saman av eit system av ‘frie’ elektron, som sviv omkring mellom atoma og som også er opphavet til den elektriske leiings-evna. Ettersom kreftene mellom atoma og ‘elektron-sjøen’ er omtrent like sterke i alle retningar, kostar det ikkje så mykje for atoma å omgruppere seg, noko som m.a. er opphavet til plastisiteten. Samtidig er det slik at lokale uordna område som i smelter, ordnar seg snøgt ved krystallisering når dei storknar ved nedkjøling, jamvel ved bråkjøling. Metall i krystallform er såleis stabilt, og det er mykje vanskelegare å lage amorf variantar av reine metall enn av t.d. silikat. Alle kjente amorf metall er laga av *blandingar av to eller fleire atomslag*. Dei første amorf metall som blei laga var bindingar som kravde nedkjølingsratar på meir enn ein million kelvin per sekund!

## Amorfe metall og eigenskapar

*Deformasjon av amorft materiale* kan ikkje skje ved 'slepp' slik som for krystallinsk stoff, for i uordenen i glass er det ingen 'glideretningar' slik som i krystallinsk materiale. Dette gjer amorfe metall hardare, jamvel om dei samtidig blir sprøare. Dimensjonsendring ved ytre trykk vil i hovudsak skje som *elastisk* deformasjon, noko som gir materialet større spenst og betre *føring*.

Amorft materiale har heller ikkje korn grenser. Ettersom *korrosjon* mest startar i korn grenser, skjønner vi korfor amorfe metall er meir *korrosjonsresistente* enn krystallinske metall.

*Metallglans* er knytt til det at lyset vekselverkar med dei 'frie' elektrona i overflata (Figur 6 og figur 7). Både i den krystallinske og i den amorfe forma (Figur 1a og 1b) sviv elektrona nokså uhindra mellom atoma i materialet. Når amorfe metall ser blankare ut er årsaka at overflata er hardare og derfor glattare.

På grunn av uordenen i det amorfe materiale blir elektrona oftare avbøygde ved kollisjon med atomkjernane, og dette fører til redusert *elektrisk leiingsevne* i amorfe metall. Leiingsevna er av same storleik som for flytande fase.

Jern-, nikkel- og kobolt-baserte amorfe metall er *magnetiske* og blir mykje brukt i elektromotorar og også i magnetiske sensorar, der ein ønsker minst muleg hysteres, for hysteres medfører større straumbruk. *Magnetisk hysteres* er knytt til magnetisering og ommagnetisering av korn i metallet. Fordi amorft materiale ikkje har kornstruktur, har dei også lite *remanens*, noko som er ein fordel når det blir nytta som kjernar i transformatorar. Det gir lite hysteres, og slik minimerer energitap i form av varmeutvikling. (Remanens er eit mål på kor mykje restmagnetisering materialet vil ha når påtrykt magnetfelt blir slått av).

## Utvikling

Det første amorfe metallet blei framstilt i 1960 av Paul Duwez ved Caltec i USA, og materialet var ein gull-silisium-legering,  $\text{Au}_3\text{Si}$ . For at legeringa skulle bli amorft, trengtest ein eksepsjonelt høg nedkjølingsfart, over  $10^6$  K/s! Slike nedkjølingsratar får ein til ved at smelta

blir kjørt ut mellom roterande, kalde valsar, og sluttproduktet ligg då føre som smale og tynne band (Figur 6), ofte mindre enn 0,1 mm tjukke. Andre legeringsblandingar kunne greie seg med noko saktare nedkjøling, for eksempel palladium-koppar-silisium-legeringa  $\text{Pd}_{78}\text{Cu}_6\text{Si}_{16}$ , som kravde kjølerate på rundt 500 K/s, men resultatet var framleis i form av tynne band. Poenget med å nytte blandingar av mange atomslag er tofoldig: i) å redusere smeltepunktet (for eksempel er  $T_m = 773$  K for  $\text{Au}_3\text{Si}$ , jamført med 1337 K for gull, og 1685 K for silisium); ii) auke viskositeten og redusere krystalliserings-tendensen, fordi krystallinske blandingar har meir kompleks struktur.

Ettersom amorfe metall har mange ettertrakta eigenskapar, var det stor interesse for å lage dei av billigare råstoff enn t.d. gull og palladium. I 1980 kom eit slikt materiale, kalla Metglas, på marknaden. Hovudmetallet er kobolt, rundt 75%, med tilsetningar av jern, nikkel, molybden og litt silisium og bor. Materialet er magnetisk, og er blitt brukt i magnetiske tryggingssystem i forretningar og lagerlokale.

Utover 1980-tallet var mykje forskingsinnsats retta mot å kunne framstille meir *massive* amorfe metall enn dei tynne banda, og opptil millimeter-tjukke materiale vart laga av palladium-baserte blandingar. Med mange ulike atomslag i blanding kan den nødvendige storkingsraten komme ned i berre nokre få kelvin per sekund, av same storleik som for ordinære glass, og utstøyping til meir massive prøver blei muleg.

Palladium er eit svært dyrt råstoff, så derfor var det eit betydeleg framsteg då billigare, jern-baserte materiale kom til på 1990-tallet, levert med krom, mangan og molybden, pluss carbon og bor. Somme av dei oppviser styrke større enn stål, og blir iblant kalla *amorft stål*, jamvel om jerninnhaldet er berre om lag 50 %.

Etter årtusenskiftet blei materiale med centimeter-tjukkleik lansert, der legeringane blei blanda med nokre prosent 'sjeldne jordmetall' som yttrium og erbium. Eit handelsprodukt er *Vitreloy*, basert på zirkon og titan, pluss koppar, nikkel og beryllium eller aluminium.

Viktig utvikling er blandingar som jamvel kan framstillast ved utstøyping frå flytande tilstand (Figur 7), eller også ved pressing i former ved temperaturar like over  $T_g$ . Det opnar for



**Figur 6.** Band av amorft metall

framstilling av tannhjul og andre finmekaniske element, t.d. til mikromotorar.

Forskings- og utviklingsaktiviteten på feltet er framleis stor, og mange meiner at fagområdet 'amorfe metall' berre er i startfasen.

### Bruksområde av amorfe metall

Amorfe metall blir etter kvart tatt i bruk der utstyret ikkje blir utsett for støyt og slag, og der temperaturen ikkje blir for høg.

*Elektronikk og sensorar.* Dei tynne, bandforma variantane blir nytta i mange slag elektriske og magnetiske innretningar, som kjernar i transformatorar, og i overvakingsutstyr, som alt nemnt.

Massive variantar er dyrare, og har derfor blitt tatt i bruk der prisen ikkje er avgjerande: *Sportsutstyr* som golf- og basebalkøller, tennis-rekkertar, snøbrett, sykkelutstyr, og også ski- og kjelkeutstyr. *Boksar for småelektronikk*, som mobiltelefonar og klokker. Amorfmetall-boksar blir sterke, får ikkje riper og ser pene ut, og kan lagast tynne. *Anna coating*, som på spegl, når ein vil redusere riping og andre overflateskadar. *Kirurgisk utstyr*, skalpelar og knivar, som kan gjerast kvassare enn stål, og som ikkje lett blir sløve, og ikkje rustar. *Implantatar*, som erstatning for titan. *I romfartøy*, som haldarar av solceller og antenner. *I fly*, som erstatning for titan. *Fjæring*, i mange samanhengar betre enn stål. *Tannhjul* for mikromotorar, varig mot slitasje.



**Figur 7.** Enden av ein utstøypt bolt av  $\text{Pd}_{40}\text{Ni}_{10}\text{Cu}_{30}\text{P}_{20}$ , med rekordstor diameter, 72 mm [2]. For dei billegare, jernbaserte materiala er oppnådd bolt diameter førebels berre 1/4 av dette.

### Konklusjon

Det er betydeleg interesse for amorfe metall, både frå fundamental- og frå utnyttings-synspunkt. Glasstilstanden, midtvegs mellom fast og flytande, er berre delvis forstått. Glass har hardleik og styrke som ofte er større enn for krystallinske motstykke, forplantar lyd omtrent like godt, mens elektrisk leiingsevne kan jamførast med flytande fase. Korfor glass som eit 'metastabilt' material kan vere så langtidsstabil er ikkje heilt forstått.

Som vi har sett er amorfe metall alt tatt i bruk på mange område, og det er venta vidare utvikling her. Eit sentralt mål er å få kostnadene ned, og derfor er mykje forskning i gang mot materiale basert på billege metall som aluminium og jern, og utan tilsetningar av dyre edelmetall eller sjeldne jordmetall.

### Referansar

1. Wikipedia: *Unsolved problems in physics*
2. A. Inoue og medarbeidarar, *Preparation of bulk amorphous Pd-alloy with 72 mm diameter*, Materials transaction JIM **38** s. 179 (1997)



# Romelven inni og utenfor et legeme i et ekspanderende univers

Øyvind G. Grøn\*

**Først gis en kort omtale av hundreårsjubileet for Schwarzschilds løsninger av Einsteins feltlikninger for romtidens geometri inni og utenfor et sfærisk legeme. Dernest forklares hvordan disse løsningene sammen med en modell av rommet som en elv av frie partikler, kan gi et enkelt bilde av rommet inni og utenfor jorda. Dette kaster lys over spørsmålet om universets ekspansjon har betydning for solsystemets eller Melkeveiens dynamikk.**

## Hundreårsjubileum for Schwarzschild-løsningene av Einsteins feltlikninger

John Wheeler har sagt at hovedinnholdet av relativitetsteorien kan sammenfattes i følgende to setninger: *Materien forteller romtiden hvordan den skal krumme, og den krumme romtiden forteller materien hvordan den skal bevege seg.* Det matematiske uttrykket for sammenhengen mellom materien og romtidens krumning er et sett av likninger som kalles Einsteins feltlikninger. De er differensiallikninger, og ved å løse dem kan man finne romtidens geometri. Likningene er kompliserte, så det å finne romtidens geometri for eksempel ved jordoverflaten ved å løse Einsteins feltlikninger er slett ikke enkelt.

Men allerede 13. januar 1916, halvannen måned etter at Einstein hadde presentert likningene for tid, rom og gravitasjon i den generelle relativitetsteorien [1], sendte den tyske fysikeren Karl Schwarzschild (Figur 1) inn til publisering et manuskript der han hadde løst Einsteins likninger for en romtid *utenfor* en sfærisk massefordeling [2]. Den 24. februar sendte han inn et manuskript med løsningen for romtiden *inni* en klode med konstant tetthet [3]. Disse berømte løsningene av Einsteins feltlikninger kalles den ytre- og den indre Schwarzschildløsningen. Vi feirer i år hundreårs-

jubileum for Schwarzschilds løsninger som med god nøyaktighet beskriver romtidens geometri utenfor og inni jorda. Karl Schwarzschild døde 11. mai 1916, bare noen måneder etter at han hadde funnet disse løsningene.

Ved siden av løsningene som beskriver ekspanderende univers, er Schwarzschilds løsninger som blant annet beskriver romtidens geometri i solsystemet, de viktigste løsningene av Einsteins feltlikninger. Det er Schwarzschilds løsninger som har vært brukt i de klassiske testene av relativitetsteorien med gravitasjonell tidforlengelse, avbøyning av banen til lys som passerer sola, og forklaringen av Merkurs periheljesesjon [4]. Forutsigelsen av svarte hulls eksistens kom også fra Schwarzschildløsningene, selv om Schwarzschild selv ikke nevnte denne forutsigelsen.

## Referansesystem, koordinatsystem og treghetssystem

I mekanikken er *referansesystem*, *koordinatsystem* og *treghetssystem* grunnleggende begreper. Likevel er det sjelden å se at de innføres i lærebøkene med en stor grad av presisjon. Tvert i mot brukes ordene referansesystem og koordinatsystem ofte om hverandre. Men det er stor forskjell på dem. Standard definisjoner er:

Et *referansesystem* er et system av partikler med spesifisert bevegelse og har en fysisk karakter. Det sies å være *stivt* hvis avstandene mellom referansepartiklene er konstante. Mange referansesystemer er stive, slikt et system som roterer stivt er det, men de behøver ikke å være det. I beskrivelsen av det ekspanderende univers er det vanlig å benytte ekspanderende referansesystem.

Et *koordinatsystem* i romtiden angir posisjonen til punkter i romtiden ved å spesifisere 4 koordinater (tall) for hvert punkt, 3 koordinater for posisjonen i rommet og 1 tidskoordinat. Slike punkter

\* Høgskolen i Oslo



Figur 1. Karl Schwarzschild 9. oktober 1873 – 11. mai 1916.

representerer *hendelser*. Et koordinatsystem har en matematisk karakter.

Et *treghetssystem* er et referansesystem der Newtons 1. lov gjelder: Et legeme som ikke påvirkes av krefter, vil ikke ha noen akselerasjon. Hvis det er i ro, forblir det i ro. Dette gjelder både i Newtons gravitasjonsteori og i Einsteins generelle relativitetsteori.

Men treghetssystemer har forskjellig bevegelse ifølge Newtons og Einsteins teorier fordi gravitasjon er en kraft i Newtons teori, men ikke i Einsteins teori. I Newtons teori eksisterer globale treghetssystemer. De er ikke-roterende referansesystemer som enten er i ro eller beveger seg med konstant fart langs en rett linje.

I Einsteins teori regnes ikke gravitasjon som en kraft. Når et legeme faller fritt sier vi i Newtons teori at det bare er påvirket av tyngdekraften, men i Einsteins teori er et legeme i fritt fall ikke påvirket av noen kraft. Hvis en observatør i en satellitt i fritt fall slipper et legeme, forblir det i ro i forhold til observatøren. Ifølge den relativistiske oppfatningen er legemet ikke påvirket av noen kraft. At det forblir i ro stemmer da med Newtons første lov og forteller observatøren at han/hun befinner

seg i et treghetssystem. Konklusjonen er at *ifølge relativitetsteorien er treghetssystemer i fritt fall*.

Frie partikler på hver side av jorda faller motsatt vei. Dette betyr at referansepartiklene i et treghetssystem faller motsatt vei på hver side av jorda ifølge den relativistiske oppfatningen av et treghetssystem. Det eksisterer følgelig ikke noe globalt stivt treghetssystem ifølge den generelle relativitetsteorien.

Fysikerne har derfor innført et nytt begrep, *lokalt treghetssystem*. Det er et stivt referansesystem der Newtons 1. lov gjelder – ifølge relativitetsteorien et stivt system i fritt fall.

For å forstå betydningen av ordet «lokalt» i definisjonen av lokalt treghetssystem må vi ta tidevannseffekter i betraktning. *Tidevannseffekter* er forskjeller i tyngdeakselerasjon for punkter som er nær hverandre. De eksisterer ikke i et homogent tyngdefelt hvor tyngdeakselerasjonen er den samme over alt. Men gravitasjonsfeltet til jorda er inhomogent. For eksempel avtar tyngdeakselerasjonen med høyden ved jordoverflaten. Tidevannseffekter gjør at referansepartiklene i et treghetssystem har forskjellig akselerasjon. De deformerer et treghetssystem. Et fritt fallende system vil strekkes i vertikalretningen nær jorda siden den nederste delen av systemet opplever en større tyngdeakselerasjon enn den øverste. For at systemet skal holde seg stivt innenfor måleusikkerheten, må det ha så liten utstrekning at tidevannseffektene kan neglisjeres.

Ordet *lokalt* i definisjonen av lokalt (stivt) treghetssystem betyr følgelig at systemet har så liten utstrekning i rom og tid at tidevannseffekter kan neglisjeres. Dette gjelder med god tilnærming for satellitter i jordas tyngdefelt. En slik satellitt er et lokalt treghetssystem.

## Betydningen av ordet rom ifølge relativitetsteorien

I relativitetsteorien er ikke rommet bare en slags tom beholder med 3 dimensjoner slik som i Newtonsk fysikk. Det tredimensjonale rommet er definert ved hjelp av to svært forskjellige egenskaper. Den ene går ut på å definere hvilken sammenheng det er mellom de punktene rommet består av. Definisjonen er at i et gitt øyeblikk består et rom av et sett av samtidige hendelser.

I relativitetsteorien må denne egenskapen til et rom suppleres med en egenskap som gjør det meningsfylt å snakke om et ekspanderende rom slik man gjør i sammenheng med de relativistiske universmodellene. Man sier da at rommet utgjøres av tenkte, frie partikler, eller bedre: *lokale treghetssystemer* som deltar i den kosmiske ekspansjonen langt fra massive legemer. I praksis identifiseres referansepartiklene som definerer rommets bevegelse med de fjerne galaksehopen. Når man sier at universet ekspanderer, så oppfatter man det ikke slik at galaksehopen beveger seg gjennom rommet. Dét er en Newtonsk oppfatning. Ifølge relativitetsteorien er det slik at galaksehopen definerer rommets ekspansjon. Hvis vi skal tenke relativistisk, må vi akseptere at uttrykket «universet ekspanderer» betyr at *selve rommet ekspanderer* [5].

Hastigheten til det ekspanderende rommet er gitt ved *Hubbles lov*, dvs. at en observatør vil måle at hastigheten til et punkt i avstand  $r$  fra observatøren, er proporsjonal med avstanden,  $v = H_0 r$ , der  $H_0$  er den nåværende verdien av *Hubble-parameteren* som er lik 20 km/s per millioner lysår.

Posisjonen  $r = 0$  representerer ikke noe sentrum i universet. Det er bare observatørens posisjon. På stor skala (over en milliard lysår) er universet homogent og isotropt. At universet er homogent betyr at hvis man deler opp universet i terninger med sidekant på en milliard lysår, og jevner ut det som er inni dem, så vil alle terningene være like. Observatøren kan være hvor som helt. Det er ikke noe sentrum i et homogent univers. At universet er isotropt på stor skala betyr at det observerte univers har samme egenskaper i alle retninger når man observerer minst en milliard lysår utover.

Det har ikke noe å si hvor en observatør er. Universet ser likt ut på stor skala uansett hvor observatøren befinner seg. Men idet en observatør plasserer seg et sted, oppstår et brudd på homogeniteten. Da oppfatter observatøren det slik at han/hun er i ro, og universet ekspanderer ut fra observatørens posisjon. Det oppstår for observatøren en illusjon av å være i sentrum. En populær kosmologibok har tatt konsekvensen av dette ved å la bokens tittel være: *Utsikt fra Universets sentrum* [6].

## Romelven i et ekspanderende univers

Man kan definere en «romelv» som består av de lokale treghetssystemene. Denne modellen av rommet ble presentert i FFV i sammenheng med en diskusjon av spørsmålet om rotasjonsbevegelse er relativ [7]. Så vidt jeg vet ble ordet «romelv» brukt for første gang i artikkelen [8], selv om fysikken som inspirerte til å konstruere en elvmodell for rommet har vært omtalt tidligere.

Modellen av rommet som en elv er innført for å hjelpe oss til å tenke relativistisk – til å gripe den relativistiske oppfatningen av rommet, som er svært uvant hvis man kun har forholdt seg til en Newtonsk oppfatning. Det er en visuell modell som gjør det mulig å se for seg rommets bevegelser, slik rommet defineres i relativitetsteorien.

En observatør på et vilkårlig sted i et ekspanderende univers oppfatter det slik at romelven er i ro der han/hun befinner seg. I et ekspanderende univers renner romelven radielt utover i retning vekk fra observatøren. Hastigheten oppfyller *Hubbles lov*. I avstanden  $r = R_H = c/H_0$  fra observatøren er ekspansjonshastigheten lik  $c$ . Utenfor denne avstanden renner romelven med overlyshastighet. Relativitetsteorien tillater det. Legemer som beveger seg *gjennom* rommet, beveger seg saktere enn lyset, men selve rommet kan bevege seg med overlyshastighet.

## Den observerbare delen av universet

For en observatør ved  $r = 0$  er det en *horisont* ved  $r = R_H$ . Alt som er lenger vekk fra observatøren, blir dradd med utover fra observatøren av romelven og kan følgelig ikke observeres. Derfor kalles  $R_H$  radien til universets *Hubblehorisont*. Innsetting av verdiene til lyshastigheten og Hubbleparameteren gir omtrent  $R_H = 13,7$  milliarder lysår. Denne avstanden kalles på engelsk «light travel distance» eller «look back distance» til Hubblehorisonten. Hvis vi tenker på lys som sendes ut fra en flate der romelven renner utover med lyshastighet i forhold til observatøren, så er  $R_H$  avstanden dette lyset har beveget seg fra et sendertidspunkt  $t_s$  til det blir observert i vår tid,  $t_0 = 13,7$  milliarder år etter Big Bang. Denne reisetiden er  $t_H = R_H/c = 1/H_0 \approx 13,7$  milliarder år som kalles *universets Hubblealder*. Det er den alderen universet ville hatt om det

hadde ekspandert med den nåværende farten gjennom hele sin historie. Sendertidspunktet er  $t_s = t_0 - t_H \approx 0$ , dvs. kort tid etter Big Bang.

Lyset fra Hubblehorisonten har altså brukt nesten like lang tid på å reise til jorda som universets alder. Det betyr at Hubblehorisonten var svært nær jorda da lyset ble sendt ut. Likevel tok det 13,7 milliarder år for lyset å komme frem til jorda. Det kommer av at jorda beveget seg raskt vekk fra sender ved horisonten på grunn av universets ekspansjon, så det tok lang tid for lyset å ta igjen jorda.

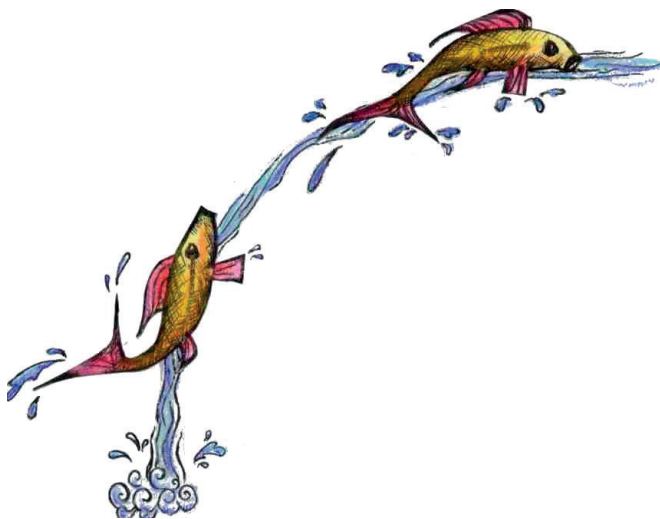
Hubblehorisonten til en observatør er en kuleflate med observatøren i sentrum, der romelven renner utover med lyshastighet i forhold til observatøren. Hvis vi tenker oss et kuleskall,  $F$ , som var sammenfallende med Hubblehorisonten for 13,7 milliarder år siden, men som ekspanderer sammen med universet, så vil dette kuleskallet nå ha en radius omtrent lik 45 milliarder lysår [9].

Av og til sies at dette er den nåværende radien til den observerbare delen av universet fordi det er den avstanden man finner til horisonten hvis man nå legger standard målestaver utover fra observatøren til horisonten. Men vi må være klar over at det ikke dreier seg om å se hvordan dette området er nå. Jo lenger utover vi ser, desto lenger tilbake i tiden ser vi, og da var kuleskallet  $F$  mindre. Når vi ser helt ut mot  $F$ , ser vi 13,6 milliarder bakover i tid til en tid like etter at universet ble til.

Det er tidligere omtalt i FFV hvordan avstander beskrives i relativistiske ekspanderende universmodeller ved hjelp av en avstandsfaktor  $a(t)$  som representerer forholdet mellom avstandene til to referansepartikler i romelven nå og deres avstand ved et vilkårlig tidspunkt [10]. (Nå er det standard å betegne avstandsfaktoren med  $a(t)$ , men i [10] ble den kalt  $R(t)$ ). Avstanden til kuleskallet  $F$  ved tidspunktet  $t_s$  er  $a(t_s)R_H$ . Avstandsfaktorens tidsavhengighet avhenger av de fysiske egenskapene til universmodellen. For den nåværende standard universmodellen som inneholder mørk energi med konstant tetthet og kald mørk materie [11], er  $a(t_s) \approx 0$ . Avstandene i universet var da små, og den observerbare delen av universet var da svært liten.

## Romelven i den nære delen av universet

Nær et massivt legeme faller de lokale treghetssystemene ned mot legemet, dvs. at romelven renner innover mot legemet. Farten er større desto mindre avstanden til legemet er (Figur 2).



**Figur 2.** Illustrasjon av romelven [12]. Fisken symboliserer lys som sendes utover. Den nederste fra innsiden av horisonten til et svart hull. Den dras nedover av romelven. Den øverste fra et punkt på utsiden av horisonten. Den kommer seg utover.

Anta legemet er klemt sammen slik at det får plass innenfor en radius

$$R_S = \frac{2GM}{c^2}, \quad (1)$$

der  $G$  er Newtons gravitasjonskonstant,  $M$  er legemets masse og  $c$  er lyshastigheten. Da vil romelven renne med lyshastighet når den passerer avstanden  $R_S$  fra sentrum, og overlyshastighet innenfor [8]. Ikke noe som sendes ut fra området innenfor en kuleflate med radius  $R_S$ , vil kunne bevege seg utover, ikke engang lys. Derfor vil et slikt område se helt svart ut utenfra og kalles et *svart hull*.

Det er gitt flere misvisende svar på spørsmålet: Hvorfor kan ikke noe komme ut av et svart hull? Dette har jeg tidligere omtalt i FFV [13]. I denne sammenhengen hjelper elv-modellen av rommet oss til å tenke på en korrekt måte.

Størrelsen  $R_S$  kalles *Schwarzschildradien* til massen  $M$ , og representerer radien til det svarte hullet. Schwarzschildradien til jorda er 9 millimeter og til Sola 3 km. Dersom jorda skulle danne

et svart hull måtte den klemmes sammen til størrelsen av en klinkekule.

La oss for illustrasjonens skyld se på romelven utenfor et legeme i et ekspanderende univers. Når legemet renner romelven nedover mot legemet, men langt fra det dominerer universets ekspansjon, og romelven renner utover. Det kan vises [8] at hastigheten er null i avstanden

$$r_0 = \left( \frac{1}{2} R_S R_H^2 \right)^{1/3}, \quad (2)$$

fra legemet. Her er det et «vannskille». Innenfor dominerer gravitasjonsfeltet til legemet romelvns bevegelse, mens universets ekspansjon har størst betydning for romelvns bevegelse utenfor  $r_0$ .

Innsetting av Schwarzschildradiusen til jorda og universets horisonradius gir  $r_0 = 4,5$  lysår som er litt lenger vekk fra jorda enn til den nærmeste stjernen Proxima Centauri. Men sola har større betydning for romelvns bevegelse i solsystemet enn jorda. Dersom vi setter inn solas Schwarzschildradius får vi  $r_0 = 143$  lysår. Innenfor denne avstanden renner romelven mot Sola. Men heller ikke utenfor denne avstanden dominerer universets ekspansjon bevegelsene. Hvis vi tar hensyn til at det er fem ganger mer mørk enn vanlig materie i Melkeveien, finner vi at vår galakse har en Schwarzschildradius omtrent lik 0,2 lysår. Setter vi dette inn i likning (3) får vi  $r_0 = 2,7 \times 10^6$  lysår. Det er lenger vekk fra oss enn til sentrum av vår store nabogalakse, Andromedataken, som har en avstand på  $2,5 \times 10^6$  lysår fra oss. Og enda kommer de store galaksehopen inn i bildet. Man må opp i avstander av størrelsesorden hundre millioner lysår før universets ekspansjon dominerer bevegelsene av de største systemene. For øvrig bremses ekspansjonen ned av materiens tiltrekkende gravitasjon og akselereres opp av den mørke energiens frastøtende gravitasjon, men det er en annen historie [10].

Nær jorda kan vi se bort fra universets ekspansjon. Siden romelven renner med hastigheten til en fri partikkel som faller fra ro i det uendelig fjerne, er romelvns hastighet ved overflaten av et legeme lik unnslipningshastigheten til legemet. Forskjellen er bare at når vi tenker på unnslipningshastigheten, så betrakter vi en partikkel som kastes opp fra overflaten med en fart som gjør at den får null hastighet i det uendelig fjerne, mens

når det gjelder romelven, ser vi på den motsatte bevegelsen – at partikkelen faller ned igjen.

I Newtonsk gravitasjonsteori beregnes unnslipningshastigheten,  $v_u$ , ved å sette opp likningen: Tap i kinetisk energi = økning i potensiell energi,

$$\frac{1}{2} m v_u^2 = \frac{GMm}{r}, \quad (3)$$

der  $m$  er massen til partikkelen som skytes opp, og  $r$  er partikkelens avstand fra sentrum av legemet det skytes opp fra. Dette gir

$$v_u = \sqrt{\frac{2GM}{r}}. \quad (4)$$

Innsetting av uttrykket (1) for Schwarzschildradiusen i likning (4) gir følgende likning for romelvns hastighet

$$v_{ytre} = c \sqrt{\frac{R_S}{r}}. \quad (5)$$

Ved jordas overflate er den  $v_{ytre}(r_J) = 11,4$  km/s, der  $r_J = 6360$  km er jordas radius.

La oss tenke oss at jorda klemmes sammen til et svart hull. Ved dets overflate er  $r = R_S$ . Der renner romelven med lysets hastighet. Som nevnt ovenfor renner romelven med overlyshastighet innenfor overflaten av et svart hull. Det gjør at alt dras innover slik at ikke noe kommer ut av et svart hull (når vi ser bort fra kvanteffekter).

## Romelven inni jorda

For å kunne finne en enkel løsning av Einsteins feltlikninger inni et sfærisk legeme antok Schwarzschild at legemet består av inkompressibelt materiale. Han løste de eksakte likningene og fant at rommet inni for eksempel jorda er krumt, med en konstant krumningsradius  $R_0 = \sqrt{r_J^3/R_S}$ .

Ved å bruke Schwarzschilds indre løsning kan man vise at romelvns hastighet ved jordas sentrum er 14 km/s. Dette betyr ikke at det hopper seg opp noe i sentrum. Rommet og materien er forskjellige. Selv om rommets egenskaper – dets bevegelse og krumning – avhenger av materien, har rommet selv en ikke-materiell karakter.

## Den kosmiske romelven

Vi har nå fått en forestilling om romelvns bevegelse. I stor skala er bevegelsen definert av de største strukturenes, galaksehopenes, frie bevegelse. De beveger seg radielt vekk fra oss og oppfyller Hubbles lov. Hastigheten vekk fra oss er proporsjonal med avstanden. Rommet utvider seg.

Nær legemer rennet romelven inn mot legemene. I avstander gitt ved likning (2) er romelven i ro. Slike flater opptrer som kilder for romelven, mens det er sluk i sentrum av svarte hull og i det uendelig fjerne. Det ser ut til å eksistere en form for kosmisk sensur: slike sluk er skjult bak horisonter som gjør at man ikke kan se dem.

Nær roterende legemer dras romelven litt med i rotasjonsretningen til legemene. Det er vanligvis en liten effekt. Ved jordas overflate bruker romelven 30 millioner år på å bevege seg én gang rundt jorda. Som nylig omtalt i FFV har dette vært observert [7].

Men sett av en observatør på jorda tar romelven seg annerledes ut. Ifølge den generelle relativitetsteorien kan observatøren oppfatte jorda som i ro. Da vil romelven rotere rundt observatøren sammen med stjernehimmelen – i hvert fall nesten. Jordas trege draeffekt [7] gjør at romelven ved jordas overflate roterer en anelse langsommere enn stjernehimmelen.

Romelven påvirker legemer og er på den måten noe fysisk, selv om den ikke er materiell. For eksempel vil svingeplanet til en pendel ikke rotere i forhold til romelven. Og både lys og alt annet dras med av romelven i områder der romelven renner med overlyshastighet. Dette forklarer hvorfor ikke noe kommer ut av svarte hull. Det innebærer også, sammen med universets endelige alder, at bare en del av universet er observerbart. Lys som ble sendt ut fra områder lenger unna enn lyshastigheten ganger universets alder, har ikke rukket å komme frem til jorda enda. Mens lys sendt ut fra kilder utenfor Hubblehorisonten vil dras utover av romelven [9].

Merkelig nok ble bildet av rommet som en elv utviklet først nesten hundre år etter at Schwarzschild la grunnlaget for å gi en beskrivelse av dens bevegelse, da han presenterte sine to løsninger av Einsteins likninger.

## Referanser

1. A. Einstein. *Die Grundlagen der allgemeinen relativitätstheorie* Ann. Phys., Lpz., 49 769–822 (1916). Engelsk oversettelse i *The Principle of Relativity*. Dover Publications (1952), s. 109-164.
2. K. Schwarzschild. *Über das Gravitationsfeld eines Massenpunktes nach der Einstein'schen Theorie*. Reimer, Berlin 1916, S. 189 ff. (Sitzungsberichte der Königlich-Preussischen Akademie der Wissenschaften; 1916). Engelsk oversettelse: *On the Gravitational Field of a Point-Mass, According to Einstein's Theory*, The Abraham Zelmanov Journal, 2008, Volume 1, P. 10-19. (Se også ArXiv: <http://arxiv.org/abs/physics/9905030>).
3. K. Schwarzschild. *Über das Gravitationsfeld einer Kugel aus inkompressibler Flüssigkeit*. Reimer, Berlin 1916, S. 424-434 (Sitzungsberichte der Königlich-Preussischen Akademie der Wissenschaften; 1916). Engelsk oversettelse: *On the Gravitational Field of a Sphere of Incompressible Liquid, According to Einstein's Theory*, The Abraham Zelmanov Journal, 2008, Volume 1, P. 20-32. (Se også ArXiv: <http://arxiv.org/abs/physics/9912033>).
4. Ø. Grøn. *Den generelle relativitetsteorien 100 år. Del II: Treg draeffekt, rotasjon og frastøtende gravitasjon*. FFV. Nr.4. s. 98 – 103 (2015).
5. Ø. Grøn and Ø. Elgarøy. *Is space expanding in the Friedmann universe models?* Am. J. Phys. **75**, 151-157 (2007).
6. J. Primack og N. E. Abrams. *Utsikt fra Universets Sentrum*. Flux Forlag (2008).
7. Ø. Grøn. *Romelven, treg draeffekt og rotasjonsbevegelsens relativitet*. FFV. Nr.4. s.104 – 111 (2013).
8. S. Bræck og Ø. Grøn. *A river model of space*. Eur. Phys. J. Plus, 128: 24 (2013).
9. T. M. Davis and C. H. Lineweaver. *Expanding Confusion: Common Misconceptions of Cosmological Horizons and the Superluminal Expansion of the Universe*. Publ. Astron. Soc. Australia. 97-109 (2004). Tilgjengelig også som preprint: arXiv:astro-ph/0310808.
10. Ø. Grøn. *Relativistiske universmodeller*. FFV. Nr. 3. s. 75 – 83 (1994).
11. Ø. Grøn. *A new standard model of the universe*. Eur. J. Phys. **23**, 135 – 144 (2002).
12. A. J. S. Hamilton and J. P. Lisle. *The river model of black holes*. Am. J. Phys. **76**, S. 519-532 (2008).
13. Ø. Grøn. *Den generelle relativitetsteorien 100 år. Del I: Tid, rom gravitasjon og lys*. FFV. Nr.3. s. 67 – 73 (2015).

Frå fysikkens historie:

## Den magnetiske stasjonen på Dombås er hundre år

Asgeir Brekke\*

I tilknytning til oppstart av norsk nordlysforskning kring år 1900 vart det oppretta ein magnetisk målestasjon på Dombås. Artikkelen fortel om den hundreårige historia til stasjonen og om folk med tilknytning til observatoriet.

Då Kristian Birkeland (1867–1917) la fram ideen om at kjelda til nordlyset er katodestrålar som strøymer frå sola og vert sugne inn langs magnetfeltet mot dei magnetiske polane, opna han opp for eit forskingsfelt som Norge skulle ta leiinga i for generasjonar frametter. Han fekk midlar frå staten til å reise observatorium på Haldde og Talviktoppen, to fjell nær Kålfjord i Alta. Vinteren 1899–1900 tok han og assistentane hans tilhald på Haldde for mellom anna å triangulere høgdene til nordlyset. Tiltaket var ikkje vellukka, men frå magnetometra (Figur 1) dei hadde med seg, fekk dei interessante observasjonar av effektane av dei elektriske straumane knytt til nordlys. Vinteren 1902–03 utvida Birkeland ekspedisjonen til å omfatte både Island, Svalbard og Novaja Zemlja i tillegg til Bossekop i Alta. Frå denne ekspedisjonen la han fram sin vidgjetne modell av elektriske straumar langs magnetfeltet som han knytte til nordlysbogane.

Då cand. real Ole Andreas Krogness (1886–1934) vart tilsett som leiar av Haldde-observatoriet i 1912, var ei av oppgåvene hans å sjå etter dei magnetiske registreringane. Dei vart nytta til å studere den globale magnetiske uroa knytt til nordlys. Som mentor og læremeister Kristian Birkeland (1867–1917), kom han snart fram til at det globale nettverket av dei magnetiske observatoria var for spreidde, serleg ved høge breiddegradar.

I "Beretning om Haldde-observatoriets drift 1913–15" som Krogness sendte til Kirke og Undervisningsdepartementet hausten 1915, tok han til orde for å skipe ein ny stasjon på Dovre. Fyrst gjorde han eit poeng av at dei jordmagnetis-



Figur 1. Eit av magnetometra som vart brukt på Haldde.

ke stormane som ein kunne observera på Haldde, kunne merkast langt sør i Europa. Sidan dei næraste stasjonane til Haldde var i København og St Petersburg, var det ei stor *lakune* sør for Haldde om ein skulle få eit betre bilete av stormane. Ein stasjon midt i Norge som på Dovre ville difor vera sers nyttig, og sidan astronomen Sigurd Enebo (1868–1946) budde på Dombås, argumenterte Krogness for å engasjere han som observatør.

Etter at Roald Amundsen (1872–1928) hadde gjennomført reisa gjennom Nordvestpassasjen med Gjøa i 1906, der han mellom anna lokaliserte den magnetiske nordpolen, var han komen i ei slik pengenaud at han måtte selja instrumenta sine til staten, mellom dei eit komplett Eschenhage magnetometer. Dette vart teke vare på av *Det Norske Meteorologiske Institutt i Kristiania*, og Krogness tok kontakt med instituttet og bad om å få nytte instrumenta.

\* Universitetet i Tromsø

Den 1. april 1916 kom dei magnetiske mælingane i gang på Brennøygarden, heimen til Enebo som ligg ved Lågen om lag 2 km vest for Dombås Sentrum (Figur 2).

Krogness administrerte det heile frå Haldde og skreiv brev til Enebo med informasjon og illustrasjonar om kva type signal han måtte legge merke til i registreringane.



**Figur 2.** Husa på Brennøygarden med Sigurd Einbu i framgrunnen. Magnetometra var installerte i huset til høgre.

Då aktiviteten på Haldde vart flytt til det nye *Geofysiske Instituttet* i Tromsø eller *Geofysen* dei kalla, tok Krogness med seg ansvaret for magnetometerstasjonen på Dombås, og Einar Tønseberg (1900–70) fekk i oppgåve å laga rapportar av registreringane.

I 1928 vart Krogness tilsett som professor ved *Bergen Museum* med ansvar for *Det Magnetiske Byrå*. Med seg på flyttelasset hadde han også ansvaret for stasjonen på Dombås fram til han døydd i 1934. Bjørn Trumpy (1900–1974) vart tilsett i stillinga som professor etter Krogness og fekk ansvaret for stasjonen på Dombås. Sigurd Einbu, som skifta etternamn i 1925, stod for den daglege drifta heilt fram til 1946.

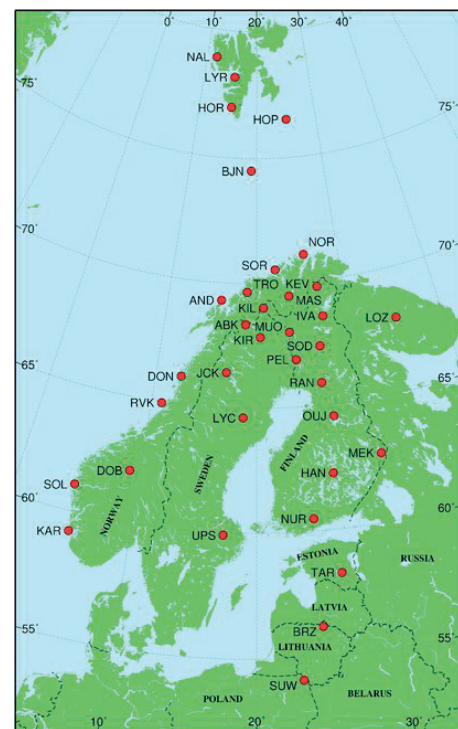
Sonen Per Einbu (1911–1955) som tok over etter faren, tok straks til orde for å flytte instrumenta frå jordkjellaren i *Brennøygarden* til *Brevduebunkeren* på *Dombåshaugen* som tyskarane hadde etterlete seg. Dombåshaugen er høgde- draget like vest for Dombås sentrum. Trumpy var einig i denne flyttinga, men fyrst etter mange og lange forviklingar vart det noko av i 1949.

Då Per døydd, tok broren Knut Einbu (1914–1991) over arbeidet med stasjonen. Han heldt fram til han gjekk av for aldersgrensa i 1985. Etter han

er det Martin Berg som står for den daglege drifta. Teknikarar ved *Nordlysobservatoriet* har vore på årlege turar til Dombås for å kalibrere instrumenta frå 1960-talet.

Universitetet i Bergen overtok etter kvart administrasjonsansvaret. Etter at Trumpy døydd, var Guro Gullestad (1915–1972) og seinare Einar Mjøen som fram til 1999 sytte for rapporteringa av mælingane på Dombås. Ansvaret vart underlagt Nordlysobservatoriet i Tromsø i 2000 og er nå ein del av arbeidsoppgåvene til *Tromsø Geofysiske Observatorium*.

Den magnetiske stasjonen på Dombås er ein del av *IMAGE (International Monitor for Auroral Geomagnetic Effects)*, eit større nord-europeisk nettverk der 10 institusjonar samarbeider og styrer 35 magnetiske observatorium (Figur 3). Data frå dette nettverket vert nytta til å studere elektrojeten i nordlyset og korleis dette to-dimensjonale straumsystemet flyttar seg på Nordkalotten. Data frå *IMAGE* vert og nytta til å studere geomagnetisk induksjon i kraftline-nettverk, rørleidningar og liknande saman med langtidsvariasjonar i magnetfeltet i nordlyssonen.



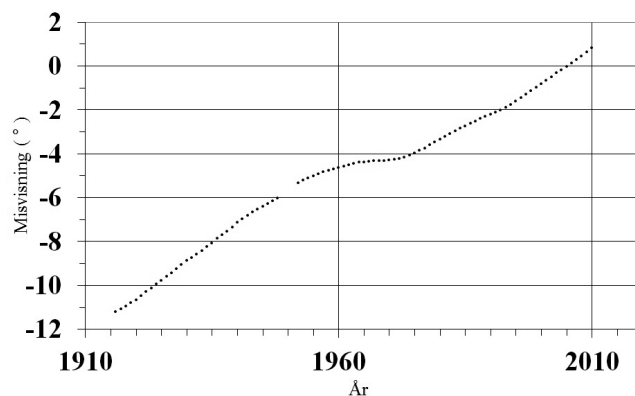
**Figur 3.** Magnetometer-nettverket IMAGE.

Data frå stasjonen på Dombås vert og nytta til å overvake dei lokale variasjonane i det magnetiske feltet på staden. Ein mæler variasjonane til



ei kvar tid av dei tre komponentane horisontalt, vertikalt og deklinasjon (misvising). Ein gong i månaden fastlegg ein absoluttverdet av dei og årsmiddelverdet vert tabulert i eit verdsomspennande nettverk. Nedanfor (Figur 4) er årsmiddelverda av misvisinga på Dombås vist frå 1916 fram til 2010. Den har dreia frå 12 grader vest til 2 grader aust i laupet av nesten 100 år. Dette er den lengste samanhengande dataserien av magnetfeltet vi har for nokon stad i Norge.

*Takk til Dr. Magnar Gullikstad Johnsen for all hjelp.*



**Figur 4.** Kurva syner korleis misvisinga har endra seg på Dombås gjennom dei siste hundre åra.



## Yaras Birkelandpris til Therese Renstrøm



**Therese Renstrøm tildeles Yaras Birkelandpris 2016 for sitt doktorgradsarbeid i kjernefysikk. Prisen på 100.000 kroner overrekkes på Det Norske Videnskaps-Akademi torsdag 22. september i forbindelse med årets Birkelandforelesning.**

Et grunnleggende spørsmålet innen Therese Renstrøms forskningsfelt *kjerne-astrofysikk* er å forstå hvordan grunnstoffene i universet dannes.

Hovedtrekkene er kjent: Hydrogen og helium ble dannet mot slutten av Big Bang, mens en del andre grunnstoffer dannes ved fusjonsprosesser i stjerner.

Men dette kan ikke forklare hvordan tyngre grunnstoffer enn jern og nikkell blir til. Fremdeles er det mye vi ikke vet om dannelsen av disse tunge stoffene, men vi vet at nøytroninnfangning – at en kjerne tar opp et nøytron for så å omdannes til en tyngre kjerne – er den sentrale mekanismen.

### Supernovaer og kolliderende nøytronstjerner

Innfangningen av nøytroner skjer ved to ulike prosesser, en rask og en langsom, og Renstrøms arbeid har bidratt til kunnskap om begge.

Den raske prosessen er den vi har minst kunnskap om, men det er kjent at den krever svært

høy tetthet av nøytroner, som vi kanskje finner i supernovaer og når nøytronstjerner kolliderer.

Nøyaktig hvordan dette foregår er fremdeles uklart. En hovedutfordring er å finne gode data for de kortlivede isotopene som inngår i prosessen.

Therese Renstrøm har gjort målinger på størrelser som kan brukes til å regne ut sannsynligheten for nøytroninnfangning, noe som er helt essensielt i forståelsen av grunnstoffdannelse.

### Klare paralleller til Birkeland

Det kan definitivt dras paralleller mellom Renstrøms arbeid og det Kristian Birkeland gjorde, skriver komitéen som vurderer kandidater til Yaras Birkelandpris.

Komitéen legger vekt på at de begge er drevet av en fascinasjon for å forstå kosmiske fenomener som ikke er tilgjengelige for direkte eksperimentering i laboratoriet.

Mens Birkeland brukte Maxwells elektromagnetisme, som den gang var relativt ny, kombinert med laboratorieforsøk med plasma for å forklare nordlys, har Renstrøm benyttet målinger av egenskapene til atomkjerner for å belyse dannelsen av atomkjerner i utilgjengelige områder av universet.

### Fakta

Therese Renstrøm fikk graden ph.d. ved UiO i 2015 med avhandlingen *Probing statistical properties of Ni, Ge, Nd and Sm isotopes*.

Hun hadde Sunniva Siem som veileder, med Magne Guttormsen og Ann-Cecilie Larsen som medveiledere, alle ved Fysisk institutt, UiO.

Renstrøm har gjennomført eksperimenter ved syklotronlaboratoriet ved UiO og New SUBARU-laboratoriet ved Kobe i Japan. Hun deltok også i eksperimenter ved Michigan State University.

Therese Renstrøm er nå post doc. ved UiO.

Yaras Birkelandpris i fysikk og kjemi ble utdelt første gang i 2009. Prisen alternerer annethvert år mellom fysikk og kjemi, og skal gå til et doktorgradsarbeid som best møter Birkelands forskerånd.

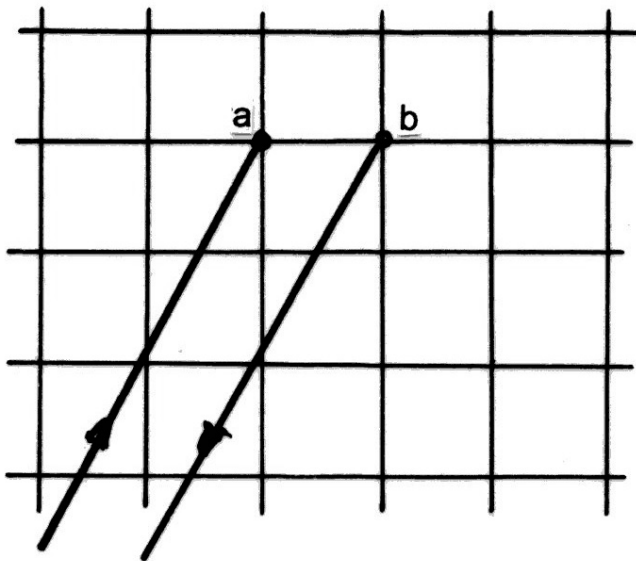
## Trim i FFV

### Løsning på FFVT 3/16

#### Kvadratisk netting

I et meget stort stykke netting med kvadratiske masker hadde hvert enkelt av de fire trådstykkene rundt et hull en elektrisk motstand 1 ohm, isolert sett.

a) Først skulle motstanden  $R$  mellom to naboknutepunkter beregnes. Sender vi en strøm 1 A inn mot et knutepunkt a (og ut i det uendelig fjerne), vil det av symmetrigrunner flyte en strøm  $\frac{1}{4}$  A fra a til hvert nabopunkt, som b. Hadde i stedet 1 A flytt motsatt veg, *ut* fra et knutepunkt b, ville – igjen av symmetrigrunner – også en strøm  $\frac{1}{4}$  A flyte *fra* hvert naboknutepunkt, som a, til punkt b.



Overlagring av disse to situasjonene vil være at når 1 A sendes inn mot a og ut fra naboknutepunktet b vil det flytte en strøm  $\frac{1}{2}$  A langs den direkte forbindelseslinjen mellom a og b. Spenningsfallet over 1-ohm-motstanden mellom a og b er derfor  $\frac{1}{2}$  volt. Spenningen  $\frac{1}{2}$  volt og strøm 1 A gir totalmotstanden mellom nabopunktene lik

$$R = \frac{1}{2} \text{ ohm.}$$

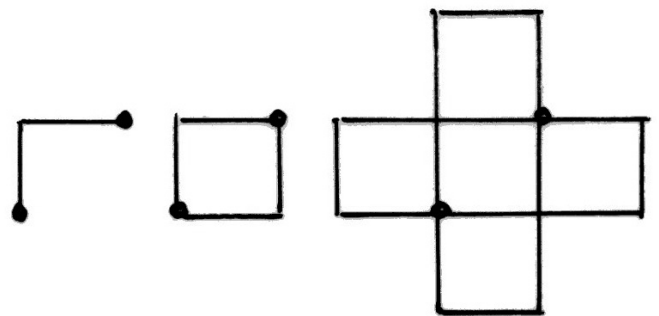
b) En kan se på  $R$  som en parallellkobling mellom a og b av to motstander, den direkte motstanden på 1 ohm og motstanden  $R_b$  i nettingen dersom det hadde vært brudd mellom a og b:

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{1 \text{ ohm}} + \frac{1}{R_b}$$

som gir

$$R_b = 1 \text{ ohm.}$$

c) Tilslutt skulle vi bevise en oppgitt øvre grense for motstanden  $R_d$  mellom to knutepunkter som ligger diagonalt i en rute av den intakte nettingen. Da kan en benytte at dersom en motstand i nettingen fjernes, vil nødvendigvis resistansen mellom to gitte punkter *øke* (fordi noen strømbaner blokeres). Derfor forsøker vi oss frem: Tar bort så mange motstander at det som står igjen er lett å beregne. Tre eksempler er følgende:



Det er enkelt å finne motstanden mellom de to avmerkede knutepunktene i disse tre tilfellene. Dette gir for de tre nettbitene henholdsvis verdiene 2 ohm, 1 ohm og  $\frac{3}{4}$  ohm. Altså får vi av dette den øvre grensen

$$R_d < \frac{3}{4} \text{ ohm,}$$

som skulle vises.

Kommentar: En eksakt (og vanskelig!) beregning gir verdien  $R_d = (2/\pi)$  ohm.

Avsender:  
Fra Fysikkens Verden  
Fysisk institutt, Universitetet i Oslo  
Boks 1048 Blindern  
0316 Oslo

**B**



NORGE P.P. PORTO BETALT

## Retningslinjer for forfattere

FRA FYSIKKENS VERDEN 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. Bladet gis ut fire ganger i året, i mars, juni, oktober og desember. Tidsfristene for stoff er 1. februar, 1. mai, 1. september og 1. november. Opplaget er f.t. 1400.

FORMÅLET MED FFV er å gi informasjon om aktuelle tema og hendinger 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 skoler 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 vanlige 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.

MANUSKRIPTER leveres i en form som forfatteren mener er direkte publiserbar. De skal leveres elektronisk, helst som e-post. Dersom formatet ikke er ren tekst (helst LATEX) eller i Microsoft Word, må det merkes med hvilket tekstbehandlingsprogram som er brukt. Under alle omstendigheter må redaksjonen kunne forandre teksten direkte.

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 tilleggstoff.

SMÅSTYKKER: Gratulasjoner, nekrologer, bokomtaler, skolestoff, møtetreferater etc. mottas gjerne, men de må ikke være lengre enn 1–2 sider. Bokkronikker kan være noe lengre. Doktoromtaler begrenses til en halv side inkludert bilde.

ILLUSTRASJONER er en viktig del av en artikkel. Legg derfor mye omtanke i figurene. All tekst skal være på norsk. Figurene vil som regel bli trykt i en spaltebredde på 8,6 cm. De bør være på elektronisk form i et standard grafisk format og med god oppløsning. Vi kan unntaksvis motta figurer eller bilder som urastrerte kopier. Figurer og tabeller skal være referert i den løpende teksten, og ønsket plassering må markeres. Hvis forfatterne selv ikke har laget figurene, skal opprinnelsen oppgis. Forfatterne må selv innhente tillatelse til bruk av slike illustrasjoner.

FORSIDEBILDER velges som regel i tilknytning til en av artikkene. De må være teknisk gode og lette å forstå. KORREKTUR: Forfatterne får tilsendt korrektur som må returneres snarest. Det må ikke gjøres unødige endringer i korrekturane.

## Norsk Fysisk Selskap

### STYRE

#### President:

Professor Åshild Fredriksen  
Inst. for fysikk og teknologi, UiT  
e-post: ashild.fredriksen@uit.no

#### Visepresident:

Professor Michael Kachelriess  
Institutt for fysikk, NTNU  
e-post: michael.kachelriess@ntnu.no

#### Styremedlemmer:

Førsteamanuensis Wojciech Jacek Miloch  
Fysisk institutt, UiO  
Professor Olav Gaute Hellestø  
Institutt for fysikk og teknologi, UiT  
Professor Jan Petter Hansen  
Inst. for fysikk og teknologi, UiB  
Professor Håvard Helstrup  
Høgskolen i Bergen  
Førsteamanuensis Magnus Lilledal  
Institutt for fysikk, NTNU  
Professor Jon Samseth  
Høgskolen i Oslo og Akershus, Lillestrøm  
Lektor Morten Trudeng  
Asker videregående skole

#### Selskapets sekretær:

PhD-stipendiat Ole Meyer  
Inst. for fysikk og teknologi, UiT,  
Pb. 6050 Langnes, 9037 Tromsø,  
e-post: nfs.styret@gmail.com  
Bankgiro: 7878.06.03258

## Fra Fysikkens Verden

### Redaktører:

Professor Øyvind Grøn  
Høgskolen i Oslo og Akershus, og  
Fysisk institutt, UiO  
e-post: oyvind.gron@hioa.no  
Professor Emil J. Samuelsen  
Inst. for fysikk, NTNU  
e-post: emil.samuelsen@ntnu.no

### Redaksjonssekretær:

Karl Måseide  
Fysisk institutt, UiO  
e-post: k.a.maseide@fys.uio.no

### Redaksjonskomité:

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

### 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

Fra Fysikkens Verden kommer ut 4 g. årlig.  
Abonnement tegnes hos selskapets sekretær.  
Årsabonnement 200 kr. (Studenter 100 kr.)