

Utgiver:
Norsk Fysisk Selskap

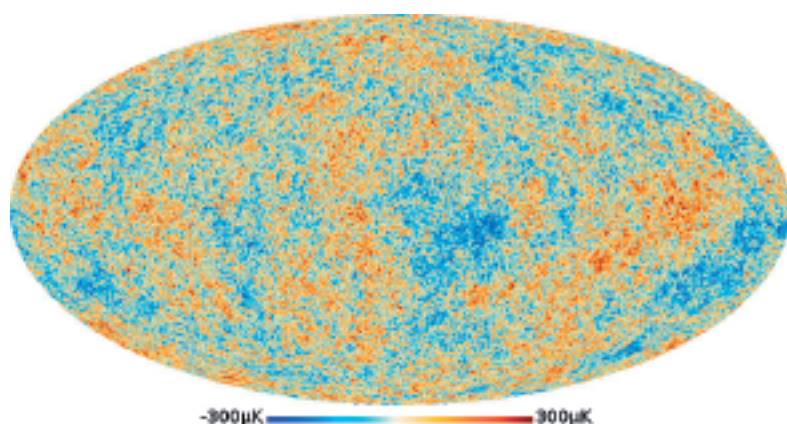
Redaktører:
Øyvind Grøn
Emil J. Samuelsen

Redaksjonssekretær:
Karl Måseide

Innhold

Planck Norge:	
Resultater fra Planck-satellitten. . . .	68
Sven Oluf Sørensen:	
Møte med Niels Bohr	74
Iver Brevik og Johan S. Høye:	
Casimirkrafta.	78
E. H. Hauge:	
Kule på roterende skive	82
Fra Redaktørene	66
In Memoriam	66
Rolf Nordhagen Jr	
FFV Gratulerer	67
Martin Landrøs pris til Anders Kvellestad og Thomas Kvalheim Eriksen	
Kommentarer	84
Corioliskraft og rullende kule Fysikkoppgåve i statikk	
Fysikknytt.	85
Biermannbatteriet Manipulering med lydbølger Ny test av relativitetsteorien Gravitasjon og tidrommet	
Hva skjer	90
Fysikkolympiaden 2013	
Bokomtale	92
Kristian Fossheim: Superconductivity	
Nye Doktorer	93
PhD Morteza Esmaeili	
Trim i FFV	93
Nytt fra NFS	94
Fysikermøtet 2013 Nye medlemmer	

Fra Fysikkens Verden



Kart over kosmisk bakgrunnsstråling
(Se artikkel om Planck-satellitten)

Fra Redaktørene

Vårt verdensbilde har vært i rivende utvikling de siste 100 årene. I 1920-årene konstruerte den russiske forskeren Alexander Friedmann og den belgiske presten og kosmologen Georges Lemaitre løsninger av Einsteins gravitasjonslikninger som beskriver ekspanderende univers. På samme tid viste observasjoner at spektrallinjene i stråling fra fjerne objekter har en rødforskyvning proporsjonal med objektets avstand fra oss. Dette ble tolket som at universet ekspanderer, og at det hadde en begynnelse som den britiske astrofysikeren Fred Hoyle senere kalte Big Bang.

I 1965 ble det oppdaget at universet er fylt av en kosmisk mikrobølge-bakgrunnsstråling. Beregninger viste at denne strålingen har beveget seg fritt siden universet var fire hundre tusen år gammelt. Nå har man ved hjelp av en satellitt kalt Planck-satellitten, observert temperaturvariasjonene i denne strålingen med stor presisjon. Norge er med på dette observasjonsprosjektet, og den første serien av rapporter basert på analyser av data fra Planck-satellitten ble offentliggjort i vinter. I dette nummeret av FFV presenterer det norske Planckteamet de viktigste resultatene.

Disse dataene vil i en årrekke danne det empiriske grunnlaget for utforskningen av vårt univers. Det dreier seg om store spørsmål. Er universet uendelig stort? Hva inneholder universet? Vil ekspansjonen stoppe og universet kollapse?

Noen svar er kommet. Dataene er forenlige med at universet er uendelig stort, men tillater også at universet er endelig. Universet ser ut til å være dominert av en form for vakuumenergi som lager frastøtende gravitasjon og gjør at den kosmiske ekspansjonen øker farten – evig ekspansjon dominert av en uforklarlig vakuumenergi.

Planckdataene kan hjelpe oss med å kartlegge denne merkelige energiens egenskaper. Men en forståelse av den ser ut til å kreve en sterkere teori enn den vi har nå. Kanskje trengs en kvantegravitasjonsteori?

Øyvind Grøn

∞

In Memoriam

Rolf Nordhagen jr (1927–2013)



Professor emeritus ved Universitetet i Oslo Rolf Nordhagen jr døde 1. juli i år, nær 86 år gammel. Han var fysikeren som midt i karrieren skiftet til datateknologi.

Rolf Nordhagen jr ble født i fjerde etasje på Botanisk institutt i Bergen, der hans far var professor. Som 18-åring flyttet han med familien til Oslo, da hans far ble professor ved UiO. Etter cand.real.-eksamen i 1954 dro Rolf jr til Liverpool og fikk sin PhD der i 1958. Så fulgte drøye ti år som stipendiat og laboratorieingeniør ved Fysisk institutt ved UiO, før han i 1970 ble utnevnt til dosent i eksperimentalfysikk der. Allerede i 1972 hoppet han av og ble EDB-sjef ved UiO, en stilling han hadde fram til 1986, da han ble professor i informatikk knyttet til UiO-sentrene USE og USIT.

Rolf Nordhagen var en fremsynt mann, som tok de veivalg i karrieren der han så muligheter åpne seg. I studietiden engasjerte han seg som så mange andre eksperimentalfysikere, i Studentenes Radioklubb. Det ga bakgrunn for arbeid med elektronisk måleinstrumentering. Anvendelsesområder fant han hos kjernefysikerne ved Van de Graaff-laboratoriet ved Fysisk institutt. I hovedfagsoppgaven konstruerte han en multi-kanal pulshøydeanalysator i nært samarbeid med Jacob Sandstad ved Elektronikk-laboratoriet. Innen kjernefysikk undersøkte Nordhagen kjernereaksjoner på lette og middels tunge atomkjerner. Men det var særlig utviklingen innen datainnsamling fra

eksperimentene som engasjerte ham. Utviklingen på akseleratorfronten stilte nye krav til registrering av måledata. Sammen med studenter og stipendiater fikk han koplet en PDP-7 prosessor til Van de Graaff-akseleratoren. Dette var den første on-line datamaskin ved et kjernefysisk laboratorium i de nordiske land. Derved kunne de bistå andre laboratorier med ekspertise. Nordhagen forteller for øvrig (se FFV nr 3, 2011) at de var nøye med å kalle PDP-7 for prosessor og ikke datamaskin, for ikke å få trøbbel med byråkratene som ville styre innkjøpspolitikken for datamaskiner!

For å henge med i utviklingen innen kjernefysikk og måleteknikk så Nordhagen behovet for kontakt med, og opphold ved, gode laboratorier i utlandet. Her var han en forgangsmann i sin generasjon. Det ble også begynnelsen til slutten på hans kjernefysiske engasjement. Ved overgangen til 1970-årene erkjente han at det ville være politisk vanskelig å få de bevilgninger som krevdes for å oppgradere de eksperimentelle fasiliteter for moderne kjernefysisk forskning. Skulle han fortsette med kjernefysikk på høyt plan, måtte han tilbringe mesteparten av tiden utenlands. Derimot så han store utviklingsmuligheter innen datateknologien her til lands og tok spranget over til EDB-sektoren.

Som EDB-sjef tok han ansvaret for å skaffe UiO tilstrekkelig regnekraft. Det gikk ikke uten motstand fra en administrasjon som ikke alltid forsto hans visjoner. Men kanskje var hans viktigste innsats hans bidrag til utviklingen av datanett. En av de første datalinjene i Norge ble opprettet mellom UiO og Regneanlegget på Kjeller. Dette skapte visjonen om et nasjonalt datanett, og Nordhagen ble en av initiativtagerne til Uninett- og Nordunett-prosjektene. For sin innstas for utviklingen av datanett-teknologi ble han i 1994 hedret med prisen "Gullmusen" fra Computerworld. Mot slutten av sin karriere bidro Nordhagen til utviklingen av datanett i Øst-Europa. Etter Sovjetunionens oppløsning og murens fall, ledet han bl.a. BALTnet-prosjektet.

I et intervju med Uniforum 26. januar 1995, understreker Nordhagen at det viktigste med nettet er kommunikasjon mellom mennesker, en kommunikasjon som er uavhengig av tid og rom. Her møtes teknologen og mennesket Rolf Nordhagen. Vi lyser fred over hans minne!

Torgeir Engeland, Eivind Osnes
og Toralf Bernhard Skaali

∞

FFV Gratulerer

Martin Landrøs pris 2011 og 2012

Martin Landrøs pris for fremragende masteroppgave i fysikk ble opprettet av NFS i 2011 basert på en gave på 150 000 kr fra Martin Landrø. Prisen består av 5000 kr og et diplom, og deles ut under fysikermøtene som holdes annethvert år. Inntil to priser kan deles ut for hver toårsperiode. Under årets fysikermøte i Bergen ble det delt ut to Landrø-priser for henholdsvis 2011 og 2012.

Martin Landrøs pris 2011 til Anders Kvellestad

Anders Kvellestad, Institutt for fysikk og teknologi, UiB, fikk prisen for oppgaven: *Invariant Mass Distributions of SUSY Cascade Decays*, gitt karakteren A, juni 2011.

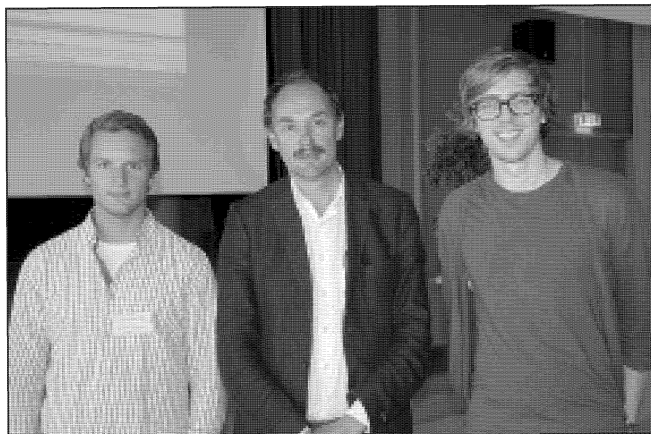
Begrunnelse:

Oppgaven tar for seg såkalte kaskadehenfall av ukjente partikler ved høyenergieksperimenter. Dette er et mye studert tema i letingen etter ny fysikk ved f.eks. Large Hadron Collider (LHC). I slike kaskader forteller den kinematiske fordelingen av sluttprodukter, som er kjente partikler i Standardmodellen, oss noe om eksistensen og egenskapene til ukjente partikler, f.eks. partikler som kan utgjøre mørk materie. Det å kunne forutsi slike kinematiske fordelinger er et meget viktig verktøy både i søk etter mørk materie, og, om man skulle finne en kandidat, helt sentralt i å bestemme egenskapene til den nye partikkelen.

Oppgaven er teoretisk fysikk på et meget høyt nivå, med nye resultater av publiserbar kvalitet som kan bli svært nyttige i nær fremtid. I tillegg til å gi et betydelig bidrag til fysikkfeltet, er oppgaven meget velskrevet og oppsummerer søket etter supersymmetriske partikler i kaskadehenfall på en forbillig måte.

Martin Landrøs pris 2012 til Tomas Kvalheim Eriksen

Tomas Kvalheim Eriksen, Fysisk institutt, UiO, fikk prisen for oppgaven: *Investigation of the properties in the quasi-continuum of 107, 108Pd*, gitt karakteren A, juni 2012.



Figur 1. Prisvinnerne og initiativtakeren (fra venstre): Thomas Kvalheim Eriksen, Martin Landrø og Anders Kvellestad.

Begrunnelse:

Motivasjonen for oppgaven var å undersøke statistiske egenskaper i atomkjerner av grunnstoffet palladium, ved eksitasjonsenergier fra 2-3 MeV over grunntilstanden og opp til nøytronseparasjons-

energien. Dette eksitasjonsnivået er spesielt komplisert å studere eksperimentelt, fordi atomkjernens kvantetilstander ligger så tett at standard spektroskopimålinger ikke er mulig å utføre. På den annen side er det nettopp dette energiområdet som er av størst betydning for blant annet dannelsen av grunnstoffene via nukleonsyntesen i stellare miljøer, samt for andre anvendelser slik som simuleringer av fremtidens kjernekraftreaktorer.

Mastergradsoppgaven er fremragende i den betydning at den har flere elementer som ikke er vanlig å finne hos andre studenter. Foruten en meget god innledning og presentasjon av det eksperimentelle oppsettet og analyseteknikker, gir han en omfattende og svært moden diskusjon av de målinger han har utført.

*Åshild Fredriksen
visepresident i NFS*

∞

Første kosmologiske resultater fra Planck-satellitten

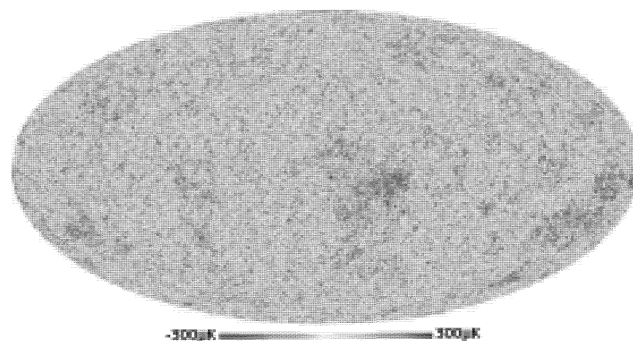
*Y. Akrami, P. Bull, H. Dahle, H. K. Eriksen, Y. Fantaye, E. Gjerløw, F. K. Hansen, P. B. Lilje, K. Mikkelsen, T. M. Ruud, D. S. Seljebotn og I. K. Wehus **

For tjue år siden fikk Planck-satellitten i oppgave å måle temperaturfluktuasjonene i den kosmiske bakgrunnsstrålinga (CMB) en gang for alle. Nå er dette arbeidet gjort, og resultatet er en gullgrube av informasjon om det tidlige univers.

Analyse av temperaturvariasjonene

Fra eksperimenter som *Planck* får vi et kart over CMB-temperaturen i forskjellige retninger på himmelen, og vi velger typisk å vise dette i en spesiell projeksjon som i figur 1. Dette er, vel å merke, et kart over temperaturfluktuasjonene, dvs. hvor mye

temperaturen i ei gitt retning avviker fra middeltemperaturen over hele himmelen, nemlig 2,725 K. Det kosmologer vil gjøre med slike kart er å finne



Figur 1. Planck-eksperimentets CMB-kart. De forskjellige fargene indikerer varierende grader av avvik fra middeltemperaturen.

* Planck Norge.

ut hvor godt de stemmer med teorien. Den rådende teorien ved dags dato er Λ CDM-modellen, som vi skal se nærmere på snart. Det viktige å notere seg nå er at denne modellen sier at alle strukturer som vi ser i universet i dag ble skapt av små kvantefluktuasjoner kort tid etter Big Bang.

For å analysere temperaturfluktuasjonene er den sfærisk-harmoniske transformasjonen nyttig, på samme måte som fouriertransformasjonen er det i vanlig flatt rom. På en kuleflate må vi ha to koordinater for å kunne spesifisere et punkt, og det betyr at vi må ha to bølgetall for å beskrive fluktuasjonene i det sfærisk harmoniske rommet. Konkret foretar vi ekspansjonen

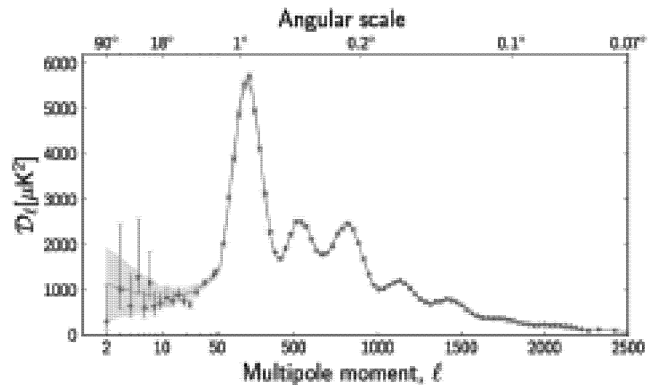
$$\Delta T(\theta, \phi) = \sum_{\ell, m} a_{\ell m} Y_{\ell m}(\theta, \phi) \quad (1)$$

der θ og ϕ er vinklene som spesifiserer punktet på himmelkula, ℓ og m er de sfærisk-harmoniske bølgetallene, (ℓ -ene kalles også multipoler), $Y_{\ell m}(\theta, \phi)$ er de sfærisk-harmoniske basisfunksjonene, og $a_{\ell m}$ er de sfærisk-harmoniske koeffisientene. Vi har også at $\ell \geq 0$ og $|m| \leq \ell$. Grunnen til at vi foretar denne ekspansjonen er at ℓ og m har en tolkning som er nær knyttet til de fysiske effektene som virker på forskjellige lengdeskalaer. Spesielt, hvis man varierer ℓ tilsvarer det å variere hvilken skala man ser på – lave ℓ -er betyr store skalaer og omvendt, mens m definerer orientering.

Vi har videre at en av grunnpilarene i de fleste kosmologiske teorier er at universet er homogent (dvs. hvis man observerer med en oppløsning på én milliard lysår, ser alle områder like ut), og isotropt (det ser statistisk sett likt ut i alle retninger). Det at universet besitter statistisk isotropi viser seg å være en lykke for oss – det betyr at all statistisk variasjon i fluktuasjonene burde være uavhengig av retning. Hvis vi oversetter til sfærisk-harmoniske koeffisienter, så betyr det at variasjonene i fluktuasjonene bør være uavhengige av m -bølgetallet. Spesielt kan vi definere en størrelse C_ℓ som kalles det *angulære powerspekteret*, og angir styrken til fluktuasjonene på en gitt skala, ℓ .

Så, hvordan skal vi bruke det angulære powerspekteret for å finne ut hvilke av våre teorier om universet som er mest sannsynlige? Vi skriver programmer som tar for seg den universmodellen vi er interessert i og beregner det angulære powerspekteret for denne, og vi kan sammenligne dette "teoretiske" powerspekteret med det powerspekteret vi faktisk observerer på himmelkula og se om de passer godt overens. Powerspekteret observert av Planck

er vist i figur 2 sammen med en gitt teoretisk modell.



Figur 2. Planck-eksperimentets temperaturfluktuasjonspowerspektrum plottet som funksjon av multipoler, på formen $D_\ell = C_\ell \ell(\ell+1)/2\pi$. Både datapunkter og "best-fit" teoretisk Λ CDM-kurve er plottet. Plottet sier hvor store fluktuasjoner det gjennomsnittlig er på en gitt skala. Økende multipoler svarer til minkende størrelser på himmelen.

Λ CDM før Planck

Helt siden CMB-signalet ble oppdaget i 1964, har man prøvd å hente ut mest mulig informasjon fra dette. COBE-satellitten var den første som målte strålinga på mange frekvenser samtidig og kunne bekrefte at den hadde et sortlegemespektrum. Strålinga var veldig isotrop – den hadde nesten den samme temperaturen i alle retninger den ble målt i, men det fantes veldig små temperaturvariasjoner som COBE også greide å måle på store skalaer. Disse temperaturfluktuasjonene har seinere blitt målt stadig mer nøyaktig av mange teleskoper både på jordoverflaten og på ballongferder, samt av de to satellittene WMAP og Planck.

CMB-eksperimenter i rommet har flere fordeler: De slipper unna atmosfæren som ellers ville forstyrre målingene, og de måler intensiteten på hele himmelkula, ikke bare små deler av den. Når de i tillegg observerer på flere frekvenser kan man skille mellom CMB og forurensing fra Melkeveien eller andre galakser.

Før Planck var de beste målingene gjort av WMAP sammen med ACT og SPT, to bakkebaserte teleskoper med svært høy oppløsning. Fra disse og tidligere målinger, er det blitt stadig klarere at den universmodellen som passer best til observasjonene er Λ CDM-modellen. Denne modellen er satt sammen av flere deler. Den inneholder en standard Big Bang-modell som kan forklare hvor-

dan de lette elementene ble til, samt hvorfor CMB-strålinga har et sortlegemespektrum. I tillegg inneholder den en teori som kalles *inflasjon*. Den sier at da universet var veldig ungt (10^{-36} s) hadde det en ekstremt kort periode (10^{-33} s) der det utvidet seg med en faktor på minst 10^{78} . Denne teorien kan rette opp en del problemer med Big Bang-teorien, og den kommer i tillegg med en mekanisme for hvordan strukturene i universet først ble dannet: Kvantefluktuasjoner ble blåst opp med en faktor tilsvarende den som universet vokste med under inflasjonen. Disse var starten på strukturene vi ser i dag – galakser, stjerner, planeter, og oss. Selve navnet, Λ CDM, består av to komponenter, nemlig Λ som står for mørk energi, og CDM som står for “Cold Dark Matter” – mørk materie. Den mørke energien trengs for å forklare hvorfor universets utvidelse akselererer i dag, mens mørk materie trengs for å forklare strukturdannelse, galaksedynamikk, gravitasjonslensing etc. Bokstaven Λ kalles *den kosmologiske konstanten*, og representerer tettheten av den mørke energien som har vært konstant etter inflasjonsfasen.

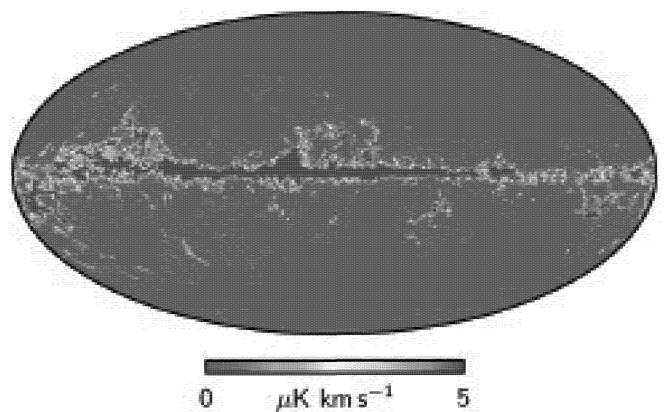
Λ CDM har seks frie parametre som må fastsettes, inkludert tettheten av synlig masse og av mørk materie. Disse parametrene beskriver hvordan universet er satt sammen, og etter WMAP ble det derfor et mål å skulle måle disse parametrene med høyere presisjon enn WMAP og bakkebaserte eksperimenter var i stand til. For å gjøre dette krevdes en satellitt med mer presise måleinstrumenter og flere frekvenskanaler å måle på. Dette ble oppfylt av Planck-satellitten.

Planck

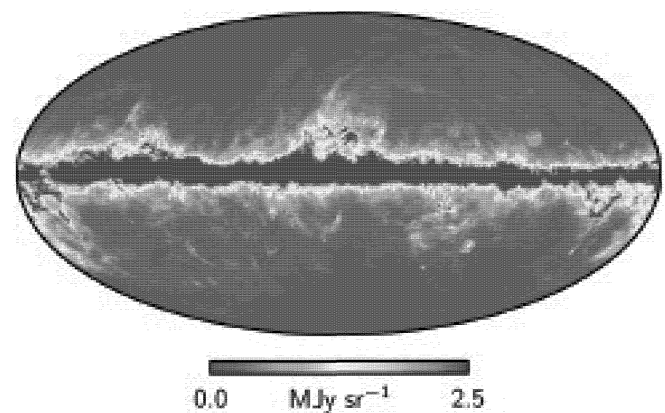
Planck-satellitten ble skutt opp i 2009 og har siden da målt temperaturen på hele himmelkula. Planck består av to instrumenter, LFI (*Low Frequency Instrument*), som måler med radiometere (mikrobølgeantennner) på frekvensene 30, 44 og 70 GHz, og HFI (*High Frequency Instrument*) som måler med bolometre (termometre) på 100, 143, 217, 353, 545 og 857 GHz.

Den kosmiske bakgrunnsstrålinga har de samme temperaturfluktuasjonene på alle frekvenser, og derfor er det i seg selv ingen grunn til å måle på mange forskjellige frekvenser. Problemet er at strålinga som kommer mot oss består av mer enn bakgrunnstråling. Den er “forurensa” av stråling fra vår egen galakse, Melkeveien, og fra andre galakser lenger borte. Heldigvis har disse kildene

en frekvensavhengighet, noe det kosmologiske signalet ikke har, slik at når vi måler på mange nok frekvenser kan vi skille det kosmologiske signalet fra forgrunnstrålinga. På lave frekvenser er den dominerende forgrunnen synkrotronstråling fra vår egen galakse, mens på høye frekvenser dominerer stråling fra vibrerende støvkorn. Flere av de høyeste kanalene overlapper med CO-spektrallinjer, slik at også karbonmonoksidstråling må skilles fra CMB. Ett av biproduktene til Planck-målingene er dermed verdens første CO-kart som dekker hele himmelkula (figur 3), samt et svært detaljert kart over støv i vår egen galakse (figur 4). Både støv og CO-stråling er sterkt korrelert med stjernedannelse, og denne strålinga er derfor klart sterkest langs galakseplanet.



Figur 3. Fordelinga av CO i Melkeveien målt for første gang over hele himmelen av Planck. Enheten i dette kartet er $\mu\text{K km s}^{-1}$. Historisk ble CO-skyer kartlagt ved hjelp av dopplerverskyvning av spektrallinjer, og det er derfor nyttig å normalisere ut hastigheter.



Figur 4. Fordelinga av støv i Melkeveien som målt av Planck. Enheten er mega-Jansky per steradian, dvs. radiofluks per romvinkel.

I tillegg til at Planck måler på ni frekvenser, mot WMAPs fem, så har Planck to og en halv gang høyere oppløsning enn WMAP. Hvis vi oversetter til multipoler betyr sistnevnte at vi kan måle powerspektret opp til $\ell \approx 2500$, mens WMAP bare kunne måle opp til $\ell \approx 1000$. Dette tilsvarer en forbedret oppløsning fra 13 til 5 bueminutter. For å sammenlikne med et fysisk kjent objekt, så betyr dette at mens WMAP kunne "se" månen med fire piksler, så har Planck 25 piksler på samme areal på himmelen.

Kosmologiske parametre fra Planck

Grovt sett kan hovedproduktene fra Planck deles inn i to grupper, nemlig: 1) det såkalte "*Planck Legacy Archive*", som er en database bestående av råkart, instrumentbeskrivelser og estimater av forskjellige signaler på himmelen; og 2) føringer på kosmologiske modeller i form av parameterestimater. For de fleste ikke-kosmologer er antagelig sistnevnte det man har størst interesse av, og vi starter derfor med disse.

Som nevnt, så har kosmologer i løpet av de siste ti-årene utviklet en usedvanlig suksessrik kosmologisk standardmodell, kalt Λ CDM. Denne har i utgangspunktet seks frie parametre som angir 1) mengden av mørk materie, 2) mengden av lyssende (baryonsk) materie, 3) partikkelhorisonten (dvs. den lengste avstanden lys har kunnet bevege

seg siden Big Bang) ved det tidspunktet da universet ble gjennomskiktig, 4) (optisk dybde til) tidspunktet da de aller første stjernene ble tent, og 5) amplituden og 6) helningen til det opprinnelige spektret som ble dannet under inflasjonsfasen. Den siste parameteren angir om det er sterkest fluktuasjoner på små eller store skalaer, som er et direkte mål på hvordan inflasjonsfasen ble avsluttet.

I tabell 1 lister vi opp Plancks estimater for hver av disse, samt tre andre viktige parametre man kan utlede fra de seks hovedparametrene, nemlig mengden av mørk energi, hubbleparameteren og universets alder. Disse parametrene sammenliknes i tredje kolonnene med tilsvarende parametre utledet fra kun WMAP, og i fjerde kolonne med kombinasjonen av WMAP, de beste bakkebaserte småskala CMB-eksperimentene (ACT og SPT), målinger av supernovaer og galaksedistribusjoner, og direkte målinger av hubblekonstanten, f.eks. gjort ved hjelp av *Hubble Space Telescope*. Dette siste tilfellet oppsummerer altså alle de nyeste kosmologiske resultatene, bortsett fra resultatene fra Planck.

Det første man legger merke til er at estimatene grovt sett er i god overensstemmelse med de tre tilfellene, og dette gjør at man i store trekk kan feste lit til den kosmologiske standardmodellen.

Det neste man legger merke til er at usikkerhetene fra Planck alene ikke er veldig mye mindre enn for kombinasjonseksperimentet, og for en parameter, τ , er usikkerheten til og med større.

Parameter	Planck (14 mnd)	WMAP (9 år)	WMAP + resten av verden
$\Omega_b h^2$	$0,02217 \pm 0,00033$	$0,02264 \pm 0,00050$	$0,02225 \pm 0,00033$
$\Omega_c h^2$	$0,1186 \pm 0,0031$	$0,1138 \pm 0,0045$	$0,1148 \pm 0,0019$
$100\theta_{MC}$	$1,04141 \pm 0,00067$	$1,0391 \pm 0,0022$	$1,0399 \pm 0,0013$
τ	$0,089 \pm 0,032$	$0,089 \pm 0,014$	$0,082 \pm 0,012$
σ_8	$0,823 \pm 0,018$	$0,821 \pm 0,023$	$0,818 \pm 0,014$
n_s	$0,9635 \pm 0,0094$	$0,972 \pm 0,013$	$0,9616 \pm 0,0080$
$100\Omega_\Lambda$	$69,3 \pm 1,9$	$72,1 \pm 2,5$	$71,65 \pm 0,93$
H_0	$67,9 \pm 1,5$	$70,0 \pm 2,2$	$69,6 \pm 0,8$
t_0	$13,813 \pm 0,058$	$13,74 \pm 0,11$	$13,766 \pm 0,060$

Tabell 1. Sammenlikning av Λ CDM-parametrene beregnet fra 14 måneders Planck-observasjoner, 9 års WMAP-observasjoner, og kombinasjonen av WMAP, ACT, SPT, supernovaer, målinger av baryoniske akustiske oscillasjoner og målinger av hubblekonstanten (resten av verden). Øvre seksjon viser de seks parametrene som tilpasses direkte til dataene, og er, fra topp til bunn: 1) andelen av baryonsk materie, 2) andelen av mørk materie, 3) vinkelutstrekingen til horisonten den gang universet ble gjennomskiktig, omtrent 380 000 år etter Big Bang, 4) (optisk dybde til) tidspunktet da de første stjerne ble tent, 5) amplitude og helning til spekteret av opprinnelige fluktuasjoner fra inflasjon. Merk at tetthetene her er skalert med kvadratet av hubblekonstanten, siden det er kun denne parameterkombinasjonen et CMB-eksperiment kan måle nøyaktig. Nedre seksjon sammenlikner tre viktige parametre man kan utlede fra parametrene vist i øvre seksjon, nemlig: 1) andelen av mørk energi (i prosent), 2) hubblekonstanten (i enheter av km/s/Mpc) og 3) universets alder (i milliarder år).

Dermed kan man spørre seg om hva Planck bidrar med?

Svaret har flere sider. For det første er det viktig å legge merke til at Planck alene setter føringer som er sammenliknbare med *alle* de andre kosmologiske eksperimentene til sammen, selv om hvert enkelt av de bakkebaserte eksperimentene måler helt andre fenomener. Dette er viktig fordi CMB-målinger generelt er mye "renere" med hensyn til systematiske effekter og enklere å tolke med tanke på fysiske fenomener.

For det andre, så er det viktig å legge merke til at θ_{MC} , dvs. størrelsen til de dominerende flekkene i CMB-kartet, er forbedret med en faktor 3 i forhold til WMAP, og 2 i forhold til WMAP+ACT+SPT. Og det er nøyaktig denne parameteren som kan lede til bedre føringer på alternative modeller til standardmodellen, og det er her Plancks virkelige styrke ligger.

For det tredje, så er det viktig å legge merke til at kun en liten del av Planck-dataene er benyttet i denne omgangen – dette er kun den første av tre "data-releaser". Spesielt inngår ingen polarisasjonsinformasjon i disse estimatene, og det er nettopp denne informasjonen som tillater WMAP å sette sterke føringer på når de første stjernene ble tent. De tilsynelatende "svake" estimatene på τ fra Planck, er faktisk ikke mindre enn forbløffende: For første gang har Planck klart å utnytte en fullstendig underordnet sekundæreffekt, nemlig svak gravitasjonslensing, til å bestemme når de første stjernene ble tent! Når man i 2014 også legger til primærinformasjon i form av polarisasjonsmålinger, vil dette estimatet forbedres dramatisk, med tilhørende forbedring av alle de andre parametrene.

Og til slutt: I disse tallene inngår kun 14 måneder med Planck-observasjoner, mens det er 9 år med WMAP-målinger. Planck har allerede samlet dobbelt så mye HFI-data og fem ganger så mye LFI-data; og analysen av disse dataene er allerede i full gang. Når de slippes ut i 2014, så vil alle disse usikkerhetene gå ned med en betydelig faktor bare fra datavolumet alene.

Et av de aller mest interessante problemene for kosmologer i dag er den såkalte *inflasjonsfasen*: hvilke fysiske effekter var relevante på dette tidspunktet, 10^{-34} s etter Big Bang? Ved hvilken energiskala inntraff inflasjon? Hvordan sluttet ekspansjonen?

Det finnes hundrevis av teoretiske modeller for dette, og det har vært begrenset hva eksperimenter

har kunnet utelukke fram til nå. Med Planck, derimot, begynner hele klasser å kunne utelukkes. Kanskje den mest interessante parameteren i så henseende er n_s ; og for første gang er $n_s < 1$ påvist med mer enn 5σ (når man kombinerer Planck med andre eksperimenter). Dette betyr at det er litt sterkere fluktuasjoner på store skalaer enn på små, noe som er en direkte forutsigelse fra inflasjon av den enkle grunn at inflasjonen måtte slutte på et eller annet tidspunkt.

Planck har også påvist at CMB-fluktuasjonene er veldig nær gaussisk fordelte, og dette setter også sterke føringer på inflasjonsmodeller. Når man tar hensyn til det fulle bildet, er det kort sagt kun de enkleste inflasjonsmodellene som har overlevd Planck; de mest eksotiske modellene er utelukket. Når polarisasjonsmålingene fra Planck legges til neste år, blir enda flere inflasjonsmodeller ekskludert.

Hubblekonstanten, materietetthet og universets alder

En av de mest klassiske kosmologiske parametrene er hubblekonstanten som først ble presentert av Edwin Hubble i 1929 gjennom det som i dag kalles Hubbles lov: *En galakse som befinner seg i avstand s fra oss, beveger seg med hastigheten $v = H_0 s$ bort fra oss.* Plancks estimat av denne konstanten er $67,9 \pm 1,5$ km/s /Mpc, mens WMAP alene foretrekker en noe høyere verdi, på $70,0 \pm 2,2$ km/s /Mpc. (Merk at en mega-parsec, Mpc, er det samme som 3,26 millioner lysår.) Mange andre eksperimenter, som f.eks. *Hubble Key Project*, favoriserer enda høyere verdier, rundt 74 km/s /Mpc. Den totale mengden materie (summen av lysende og mørk) har gått opp fra 28 % til 31 %, og alderen har økt med 50–100 millioner år i forhold til WMAPs estimat. For øvrig er det interessant å legge merke til at et av de bakkebaserte eksperimentene allerede har revidert sitt estimat av hubblekonstanten etter at Planck-dataene ble sluppet, og finner nå verdier i god overensstemmelse med Plancks; verdien av enkle målinger og enkel fysikk, kan vanskelig overvurderes.

Andre høydepunkter fra Planck

Lensing

Einsteins generelle relativitetsteori sier at tunge objekter vil avbøye elektromagnetisk stråling som passerer gjennom gravitasjonsfeltene deres. Dette

gjelder også den kosmiske bakgrunnsstrålinga. Effekten er imidlertid svært liten og forutsetter både høy oppløsning og lav instrumentell støy for å kunne oppdages – akkurat slik Planck har. Ved å måle hvordan denne strålinga avbøyes på forskjellige skalaer, kan vi konstruere et "lensing-powerspektrum" – dvs. et powerspektrum over strukturene som bidrar til lensing – på samme måte som vi kan med temperaturfluktuasjonene. Som første eksperiment har Planck nå målt dette spektret med stor nøyaktighet, og vi kan benytte dette resultatet til å estimere kosmologiske parametre. Det er nettopp denne effekten som gjør at Planck kan bestemme når de første stjernene ble tent *uten* å benytte seg av polarisasjonsmålinger.

Anisotropier

Som nevnt baseres de fleste kosmologiske teorier på antagelsen om at universet er homogent og isotropt – det såkalte kosmologiske prinsippet. Fra de første WMAP-dataene ble tilgjengelige etter ett års drift, og for hvert av de totalt fem datasettene fra WMAP-satelitten, har kosmologer testet hvorvidt disse antagelsene er korrekte, og har kommet frem til en rekke avvik fra isotropi på store skalaer. Hver av disse anisotropiene bryter med det kosmologiske prinsippet og setter den kosmologiske standardmodellen under press.

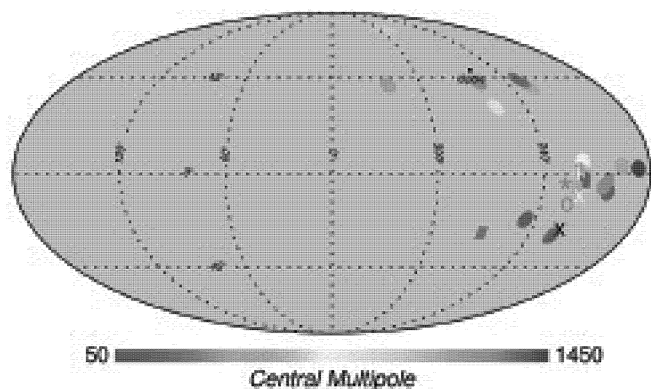
De nye Planck-dataene tillater langt mer detaljerte studier av disse effektene, både på grunn av høyere sensitivitet og oppløsning, og, kanskje enda viktigere, på grunn av helt forskjellige systematiske effekter i forhold til WMAP. Disse anomaliene er derfor blitt nøye reanalysert, og de fleste er fortsatt statistisk signifikante. Forskerne har konkludert med at anisotropiene ikke resulterer fra noen kjente galaktiske eller ekstragalaktiske forgrunner, eller fra systematiske feil i Planck eller WMAP-satelittene.

Den effekten som har fått aller mest oppmerksomhet etter Planck, er *den hemisfæriske power-asymmetrien*, som først ble påvist av den norske CMB-gruppa i 2004: *Det er mer fluktuasjoner i en bestemt retning på himmelen enn i den motsatte retningen.* Den foretrukne retningen er vist i figur 5 for mange forskjellige angulære skalaer. Dersom universet er isotropt, burde disse retnin- gene være fordelt tilfeldig rundt på himmelkula. Planck-analysene bekrefter imidlertid eksistensen av en foretrukket retning selv om den statistiske signifikansen enda ikke er sterk nok til å forkaste standardmodellen. Det er litt mindre enn 1 % sannsynlighet for at de observerte effektene kan være et resultat av statistiske fluktuasjoner.

Hvis det viser seg at disse anomaliene ikke kan forklares som lokale effekter fra vårt eget solsystem eller fra galakse (og ingenting tyder på det), kan de muligens være en indikasjon på ny fysikk utenfor den kosmologiske standardmodellen! Mange teorier har blitt foreslått og testet for å forklare avvikene fra isotropi, men svært få av dem kan forklare disse anisotropiene fra et fysisk ståsted. Så langt har ingen modell blitt foreslått som binder alle anomaliene sammen, og de fleste teoriene kan kun forklare en liten delmengde av anomaliene. Dette er et av de aller heteste temaene i CMB-miljøet akkurat nå, og diskuteres heftig på konferanser rundt om i verden.

Plancks betydning for dagens kosmologi

Allerede i dag representerer Planck et voldsomt steg framover i vår forståelse av universets opprinnelse og utvikling. Helt nye fenomener kan studeres med stor nøyaktighet, og teoretiske modeller kan utelukkes. Og dette er kun første steg. Nye, og langt mer nøyaktige, polarisasjonsmålinger vil bli offentliggjort i 2014, og datavolumet vil økes med henholdsvis to og fem ganger for de to Planck-instrumentene. Da Planck ble vedtatt av ESA i 1996, var løftet at Planck skulle måle temperaturvariasjonene i den kosmiske bakgrunnsstrålinga med så høy nøyaktighet at det aldri ville være nødvendig å måle disse igjen. Når det komplette datasettet leveres til offentligheten i 2015, er dette løftet oppfylt. Planck vil bli stående som bærebjelken i den kosmologiske standardmodellen i overskuelig framtid.



Figur 5. Planck finner svake hint om en foretrukket retning i universet. Hvert punkt i dette plottet angir retningen der det er mest fluktuasjoner på en gitt angulær skala. Hvis universet er isotropt og homogent, burde disse punktene være spredt tilfeldig rundt på hele himmelkula. I stedet finner man at forskjellige skalaer foretrekker samme retning.

Møte med Niels Bohr og hans forsvar av usikkerhetsrelasjonen

Sven Oluf Sørensen *

En samtale mellom Niels Bohr og forfatteren fant sted i Oslo 8. april 1940. Etter oppfordring gis her informasjon om bakgrunnen for denne samtalen og et resymé av den, supplert med forklaringer som gjør det enklere å forstå Bohrs resonnement i sammenheng med usikkerhetsrelasjonen og den gravitasjonelle tidforlengelsen.

Foranledningen til samtalen

Niels Bohr ble våren 1940 invitert til å holde foredrag i Ingeniørenes hus i Oslo. Fredag 5. april var jeg til stede ved foredraget. Bohr snakket om de siste oppdagelsene i atomfysikken, blant annet om fisjon av uran. Han nevnte da at det hadde vært spekulert på om man kunne konstruere bomber som kunne "sprengte i stykker et helt land". Han sa ikke "en by", men "et helt land".

Niels Bohr var meget interessert i malerkunst. Det kom blant annet til uttrykk i at hans landsted Tisvilde på Sjælland, 60 km nord for København, var plassert i en av de mest betydelige malerkoloniene i Danmark.

Min far, Henrik Sørensen, var i mellomkrigsårene en av de toneangivende i skandinavisk malerkunst. Han hadde ved flere anledninger truffet Niels Bohr og hadde hatt mange samtaler med ham om kunst. Jeg hadde selv vært gjest i Bohrs hjem i København høsten 1939.

Søndag 7. april 1940 ble min far ringt opp av Niels Bohr fra Grand Hotel i Oslo. Han spurte om det var noen mulighet for å se moderne norsk malerkunst.

Det var i 1930-årene vanlig å ta kunstinteresserte gjester med til Johannes Seiersted Bøtgers store samling på Holmenkollen av moderne skandinavisk malerkunst.

Samme formiddag samlet min far noen fysikere og malere til en omvisning i Bøtgers samlinger. Jeg fikk selv være med.

På denne tiden hadde jeg studert fysikk ved Universitetet i Oslo et par semestre, og hadde rudimentære kunnskaper om Bohrs atommodell, Heisenbergs usikkerhetsrelasjon og relativitetsteorien.

Visningen i Bøtgers samlinger ble rundet av med en lunsj på Frognerseteren restaurant. Det var da Niels Bohr spurte om jeg ville ha en samtale med ham på Grand Hotel neste formiddag. Jeg var bare 19 år gammel og hadde ennå ikke tatt noen eksamener på universitetet.

Mandag 8. april troppet jeg opp på Grand Hotel. Bohr møtte meg i hallen i 1. etasje, og vi gikk sammen opp til hans hotellrom i 2. etasje. Han hadde på bordet det som ble kalt "*The Bible*", dvs. Hans Bethes tre oversiktsartikler i *Review of Modern Physics*, som ga en fin oversikt over de siste årenes arbeider i kjernefysikk. På denne tiden hadde Bohr alltid med seg disse artiklene når han var ute og reiste.

Vi snakket sammen i to timer om fysikk og fysikere. Senere på dagen var Bohr middagsgjest hos den norske kongefamilien. På formiddagen tirsdag 9. april besatte tyske tropper Oslo, og Niels Bohr reiste raskt hjem til København.

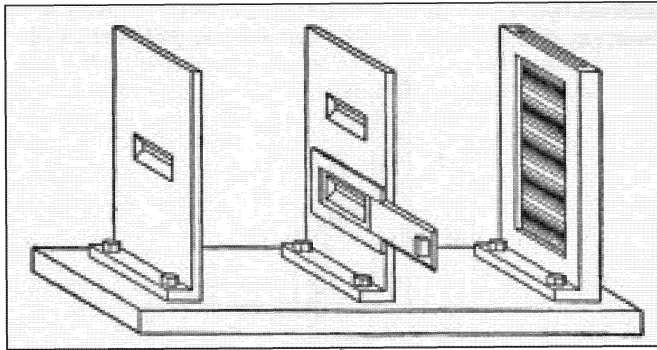
Det kvantemekaniske verdensbildet

Bohr mente at et av de beste eksperimentene for å demonstrere den revolusjonerende, nye måten å oppfatte naturen på ifølge kvanteteorien, var det kjente to-spalte-eksperimentet som demonstrerer bølge-partikkel-dualismen og "interferens mellom sannsynligheter". Dette er kort forklart i teksten til figur 1. Bohr tegnet opp spaltene, og det var nesten rørende å se hvorledes han demonstrerte at skjermen med spaltene måtte stå fast på bordplaten med å tegne opp store skruer som tillot dette.

Hvis man sender elektroner gjennom spaltene og registrerer hvor de treffer på en ny skjerm bak spaltene, vil man oppdage at det bygger seg opp

* Fysisk institutt, Universitetet i Oslo.

et mønster av treffpunkter som vist på figur 1. Mønsteret kan oppfattes som at det er dannet ved interferens av bølger med bølgelengden $\lambda = h/mc$, der m er elektronets masse, som har passert gjennom spaltene. Man sier derfor at elektronet har både en partikkel- og bølgenatur.



Figur 1. Dobbeltspalteeksperimentet illustrert av Bohr.^(1,2) Det dreier seg om å påvise interferens mellom "sannsynlighetsbølger" som beskriver sannsynligheter for at partikler skal gå gjennom den ene eller den andre av spaltene i et tospalteeksperiment, der en også kan stenge en av spaltene slik at interferensmønsteret blir borte. Dette illustrerer partiklenes bølgenatur, og hvordan det kvantemekaniske interferensmønsteret bygger seg opp når et stort antall partikler har passert gjennom spaltene.

Deretter gikk Bohr over til å kommentere konflikten mellom den statistiske, akausale beskrivelsen ved hjelp av usikkerhetsprinsippet, slik denne naturbeskrivelsen ble utviklet av Werner Heisenberg, Max Born, Pascual Jordan og Niels Bohr på den ene siden, og de som trodde fast på den kausale beskrivelsen på den andre siden.

At beskrivelsen er akausal betyr at man ikke kan gi en årsak-virkning-beskrivelse av enkelthendelser. Kvanteteorien sier at prosessen må oppfattes som spontan.

At beskrivelsen er statistisk betyr at mønsteret på den bakerste skjermen i figur 1 representerer sannsynligheten for treffpunktene til elektronene.

I 1927 kom Werner Heisenberg frem til usikkerhetsrelasjonene, og Bohr formulerte komplementaritetsprinsippet.

Ifølge usikkerhetsrelasjonene kan man ikke samtidig bestemme en partikkels impuls og dens posisjon eller dens energi ved et bestemt tidspunkt, med ubegrenset presisjon. Bohr uttrykte dette ved å si at materien har komplementære egenskaper, for eksempel impuls og posisjon, som ikke kan bestemmes skarpt i ett og samme eksperiment.

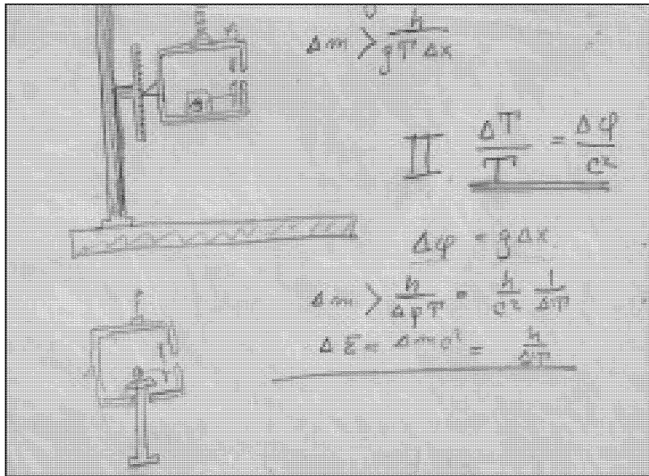
Den sterkeste opponent til usikkerhetsrelasjonen og det akausale og statiske kvantemekaniske verdensbildet, var Albert Einstein. På de fleste konferansene mellom 1927 og 1930 vartet Einstein opp med tankeeksperimenter som skulle demonstrere brudd på usikkerhetsrelasjonen.

Bohrs diskusjon med Einstein ved Solvay-konferansen i 1930

I samtalen på Grand tegnet Bohr opp det siste av disse tankeeksperimentene, det såkalte "einsteinse kasseeksperiment" (se figurene 2 og 3). Bohr forklarte hvordan Einstein ved Solvay-konferansen ni år tidligere, hadde brukt relasjonen mellom energi og masse, $E = mc^2$, til å argumentere for at dette eksperimentet er i konflikt med usikkerhetsrelasjonen på formen $\Delta E \Delta T > \hbar$, der $\hbar$ er Plancks konstant dividert med 2π . Her er ΔT usikkerheten i tidspunktet for målingen av energien til et objekt med usikkerhet ΔE . Deretter viste Bohr hvordan han måtte benytte et resultat fra Einsteins relativitetsteori, nemlig at tiden går langsommere lenger nede i et tyngdefelt enn høyere oppe, for å demonstrere at usikkerheten er oppfylt i sammenheng med dette eksperimentet.

Bohr har selv gitt en detaljert beretning,^(1,2) mens en kort versjon av argumentasjonen er gjengitt av Gamow.⁽³⁾ La oss betrakte, sa Einstein, en boks med elektromagnetisk stråling. Boksen veies. Ved et bestemt øyeblikk åpnes og lukkes et hull slik at en strålingspuls slippes ut ved et fastsatt tidspunkt. Med perfekt utstyr kan tidspunktet fastsettes så nøyaktig man måtte ønske. Så veies boksen igjen. På denne måten kan man måle reduksjonen av masse for boksen, dvs. massen som strålingen tok med seg. På grunn av likningen $E = mc^2$ har man dermed bestemt strålingens energi. På denne måten kan man bestemme strålingens energi ved et bestemt tidspunkt, og i prinsippet med hvilken som helst ønsket nøyaktighet både for energien og tidspunktet, i konflikt med versjonen $\Delta E \Delta T > \hbar$ av usikkerhetsrelasjonen.

Ingen greide å finne noen feil i Einsteins argument. Men Bohr fikk ikke fred i sinnet. Han var sikker på at usikkerhetsrelasjonen måtte holde. Ifølge Gamow sov ikke Bohr noe særlig den natten, men utpå morgenen så han hva som var feil med Einsteins argument. Einstein hadde ikke tatt hensyn til en av relativitetsteoriens konsekvenser, at hastigheten til en klokke avhenger av hvor lavt



Figur 2. Bohrs illustrasjon av Einsteins "kasseeksperiment" tegnet under samtalen med Sven Oluf Sørensen i Oslo 8. april 1940. Se forklaring i hovedteksten.

nede den er i et tyngdefelt. Jo lavere den er, desto langsommere går den.

Dette fortalte Bohr om på Grand Hotel 8. april 1940, ni år før det kom på trykk.⁽¹⁾ På tegningene i figurene 2 og 3 ser vi Bohrs versjon av Einsteins kasseeksperiment. For at boksen med innhold skal kunne veies henger den i en fjær, og viseren peker mot en skala til venstre. En presisjonsklokke viser tidspunktet når en strålingspuls slippes ut av boksen gjennom hullet til høyre. Siden Einstein ikke hadde argumentert mot usikkerhetsrelasjonen på formen

$$\Delta p \Delta x > \hbar, \quad (1)$$

tok Bohr utgangspunkt i denne. Han sa at veiingen av kassen kan foretas med gitt nøyaktighet Δm ved å sørge for at viseren peker på null ved hjelp av passende lodder med kjent masse som kan henges under kassen, som vist på figur 3. Men ifølge usikkerhetsrelasjonen er det en usikkerhet Δx i kassens høyde i tyngdefeltet, og en tilsvarende usikkerhet i dens impuls, $\Delta p > \hbar/\Delta x$. Det betyr at man ikke kan være helt sikker på om kassen er i ro eller i bevegelse ved veieprosessen.

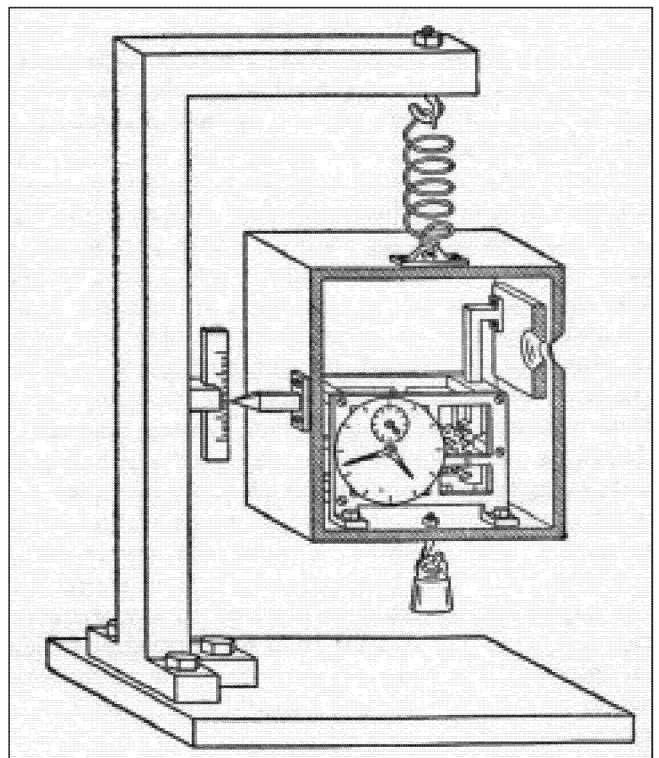
Videre sa Bohr at usikkerheten i kassens impuls må være mindre enn den impulsen som kan overføres mellom kassen og tyngdefeltet i løpet av den tiden T veiingen varer, $\Delta p < gT\Delta m$, dvs. $\Delta m > \Delta p/gT$. Ifølge likning (1) må da

$$\Delta x \Delta m > \hbar/gT, \quad (2)$$

som er den øverste likningen i Bohrs tegning under samtalen (figur 2). Jo større nøyaktighet man forlanger i viseravlesningen som viser kassens høyde,

desto lengre varighet må veieprosessen ha for å få en gitt nøyaktighet i vekten.

Nå trakk Bohr inn ekvivalensprinsippet som er ett av grunnprinsippene den generelle relativitetsteorien bygger på. Det sier at de fysiske virkningene av et permanent tyngdefelt forårsaket av en masse og av et såkalt kunstig tyngdefelt i et akselerert referansesystem, er ekvivalente. I et av Einsteins vakreste resonnementer som han presenterte i 1911 (se rammen), viste han at en konsekvens av dette er at tiden går langsommere langt nede i et tyngdefelt enn høyere oppe.



Figur 3. Einsteins kasseeksperiment illustrert av Bohr. Se beskrivelse av dette eksperimentet i hovedteksten. En detaljert og populærvitenskapelig omtale finnes i referansene (1) og (2).

I tegningen fra Grand Hotel (figur 2) er en likning fremhevet med to streker. Det er likningen for den gravitasjonelle tidforlengelsen,

$$\frac{\Delta T}{T} = \frac{\Delta \varphi}{c^2}, \quad (5)$$

der ΔT er forskjellen i tid i løpet av en periode T målt på to klokker med forskjell i gravitasjonspotensial $\Delta \varphi$ i klokkenes posisjoner. I et homogent tyngdefelt med tyngdeakselerasjon g er usikkerheten i gravitasjonspotensialet i kassens posisjon $\Delta \varphi = g\Delta x$, der Δx er usikkerheten i dens høyde. Dermed tar likningen for den gravitasjonelle

Den gravitasjonelle tidforlengelsen

I 1911 presenterte Einstein en artikkel der han brukte dopplereffekten og ekvivalensprinsippet til å forutsi en dyp sammenheng mellom gravitasjon og tid.

Anta at en observatør måler en frekvens f for lyset fra en kilde i ro. Når kilden beveger seg mot observatøren med hastighet v måles en høyere frekvens $f + \Delta f$, der

$$\frac{\Delta f}{f} = \frac{v}{c}. \quad (3)$$

Einstein betraktet videre et laboratorium med takhøyde h i en rakett med akselerasjon g i positiv x -retning. Han presiserte at han betraktet en stasjonær situasjon der forholdene i laboratoriet ikke forandrer seg med tiden. Så antok han at det kommer lysbølger inn fra en åpning i taket med en frekvens f . Det er en detektor på gulvet. I løpet av tiden h/c som lyset bruker fra taket til gulvet, har raketten fått en fartsøkning $\Delta v = gh/c$. Sett fra raketten har da senderen fått denne hastigheten mot detektoren på gulvet. På grunn av dopplereffekten vil da detektoren på gulvet observere en større frekvens enn ved taket,

$$\frac{\Delta f}{f} = \frac{\Delta v}{c} = \frac{gh}{c^2} = \frac{\Delta \varphi}{c^2}, \quad (4)$$

der $\Delta \varphi = |\varphi_{mottager} - \varphi_{sender}|$. Med en åpning i gulvet vil det altså slippe flere lysbølger ut der per sekund enn det kom inn ved taket. Dermed vil laboratoriet tømmes for lysbølger. Dette er i konflikt med at situasjonen i laboratoriet ikke skulle forandre seg med tiden.

Så brukte Einstein ekvivalensprinsippet og sa at akkurat det samme vil skje i et laboratorium som er i ro i et permanent tyngdefelt laget av en massefordeling, for eksempel et laboratorium i ro på jordoverflaten.

Einsteins løsning på denne selvmotsigelsen var revolusjonerende. Han sa at dette må bety at hvert sekund varer litt lengre nede ved gulvet enn oppe ved taket. Bare da kan det slippe ut flere lysbølger per sekund ved gulvet enn det kommer inn per sekund ved taket uten at laboratoriet tømmes for lysbølger. Einstein forutsa på denne måten at tiden går langsommere langt nede i et tyngdefelt enn høyere oppe. Dette kalles *den gravitasjonelle tidforlengelsen*. Formelen for den er likning (5).

tidforlengelsen formen

$$\frac{\Delta T}{T} = \frac{g\Delta x}{c^2}. \quad (6)$$

Bohr innså at dette betyr at usikkerheten Δx i kassens høyde fra usikkerhetsrelasjonen på formen (1) forplanter seg til en tilsvarende usikkerhet i tidspunktet ΔT for målingen på grunn av

den gravitasjonelle tidforlengelsen. Når man ikke vet nøyaktig hvor høyt oppe i et tyngdefelt klokken er, så vet man heller ikke nøyaktig hvor fort den går. Med Newtons tid som går like fort uavhengig av høyden, ville usikkerheten i høyde ikke innebære en slik usikkerhet i tidspunkt – noe Einstein hadde brukt. Han hadde neglisjert betydningen av den gravitasjonelle tidforlengelsen for fastsettelsen av tidspunktet for målingen.

Ved å løse likning (6) med hensyn på Δx og sette inn i likning (2) fås

$$c^2 \Delta m \Delta T > \hbar. \quad (7)$$

Her er usikkerheten i strålingens energi $\Delta E = \Delta mc^2$. Sluttresultatet av Bohrs argument er følgelig at $\Delta E \Delta T > \hbar$. Dermed hadde Bohr gjendrevet Einsteins argument mot denne formen av usikkerhetsrelasjonen ved å bruke et resultat fra Einsteins relativitetsteori. Man kan undres på hvilken dyp sammenheng som skjuler seg i det faktum at relativitetsteorien her måtte benyttes for å forsvare kvantefysikken. Med Newtonsk tid ville Einstein ha vist at usikkerhetsrelasjonen på formen $\Delta E \Delta T > \hbar$ ikke gjelder selv for målinger av egenskapene til mikroskopiske objekter.

Både Max Planck, Albert Einstein og Erwin Schrödinger var reserverte overfor den statistiske tolkningen av kvantefenomener. Schrödinger trodde at hans bølgemekanikk kunne føre atomfenomenene tilbake til en slags kausalt virkende hydromekanikk, og elektronet var etter Schrödingers oppfatning en bølge. Han sa at dersom dette ikke var tilfelle, ville han aldri ha beskjeftiget seg med dette "*Herum-springerei*". Da svarte Bohr ham: "Ja, men vi er glade over at De har beskjeftiget Dem med dette."

Til slutt i samtalen på Grand Hotel var jeg så freidig at jeg spurte om jeg kunne komme ned til København med en koffert full av lærebøker i moderne fysikk og studere en tid der nede. Bohr svarte med sitt vennlige smil at jeg var hjertelig velkommen, men at han den første dagen ville ta fra meg alle bøkene. Han siterte Paul Dirac som hadde sagt at "*Reading disturbs thinking*". Kvanteteorien ble skapt ved hjelp av samtaler.

Det forteller mye om Niels Bohr som person at han inviterte en ungdom som ikke på noen måte hadde gjort seg bemerket som fysiker, til en to timer lang samtale. Bohr var en usedvanlig generøs og vennlig person og hadde stor glede av å hjelpe ungdom som viste interesse, til å komme i gang som fysikere.

Bohr snakket i samtalen på Grand Hotel om

ting som hadde opptatt ham i mange år. Han snakket med humor og alvor. Hele samtalen var for meg en uforglemmelig opplevelse. Det skyldtes både innholdet, som jeg bare delvis forsto, og bevisstheten om hvilken betydelig person jeg snakket med, men først og fremst den sterke utstrålingen av menneskelighet og visdom fra Niels Bohr som jeg fornemmet i denne samtalen.

Takk

Takk til Øyvind Grøn for hjelp med å skrive denne artikkelen. Han har bidratt med boksen *Den gravitasjonelle tidforlengelsen*, og til å klarlegge Bohrs argument for å imøtegå Einsteins kritikk av usikkerhetsrelasjonen. Takk også til Finn Aaserud, Karl Måseide og Emil J. Samuelsen for konstruktiv kritikk som førte til forbedring av artikkelen.

Referanser

1. P.A. Schlipp, red.r: *Discussion with Einstein on epistemological problems in atomic physics*. i Albert Einstein *Philosopher Scientist*, s. 201-241, Harper Torchbooks. Opptrykk av 1. utg. som ble utgitt i 1949 i anledning Einsteins 70-års dag (1959)
2. Niels Bohr: *Atomfysikk og menneskelig erkjennelse*. Cappelens realbøker, s 55–100 (1967)
3. G. Gamow: *Biography of Physics*. Harper Torchbooks, s 260-261 (1961)

∞

Casimirkrafta og dens temperaturavhengighet

Iver Brevik * og Johan S. Høye * *

Casimireffekten – en uventet konsekvens av kvanteelektrodynamikken – ble oppdaget av Hendrik Casimir i Eindhoven i 1948. Teorien sier at to elektrisk nøytrale metallplater skal bli påvirket av en attraktiv kraft på grunn av nullpunktsfluktuasjonene i det elektromagnetiske felt. Ideen ble testet eksperimentelt i 1950- og 1960-årene, men resultatene var ikke så nøyaktige at en kunne gjøre en definitiv konklusjon med hensyn til effektens eksistens. Evgeny Lifshitz utvidet teorien i 1955. Mye eksperimentelt arbeid er senere blitt gjort for å teste Lifshitz' teori, især dens prediksjoner for effektens temperaturavhengighet. De nyere eksperimentene til Lamoreaux et al. ser ut til å stemme med det som vi venter ut ifra teorien, selv om spørsmålet ikke er helt avklart ennå.

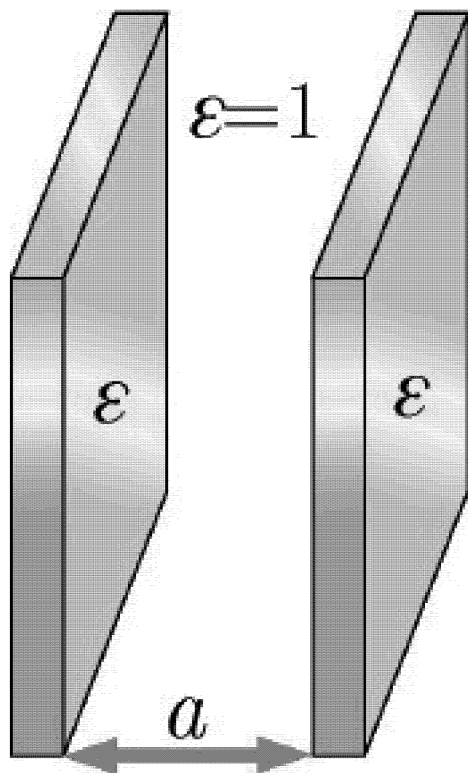
Det matematiske grunnlag

Casimirkrafta⁽¹⁾ har vært betraktet som en manifestasjon av at det elektromagnetiske feltet er kvantisert. Casimir studerte teorien for krefter mellom to parallelle plane, nøytrale metallplater som er separert en liten avstand a (se figur 1). Det elektriske feltet mellom platene må oppfylle grensebetingelsen som tilsier at feltkomponenten parallelt med metallflatene er null. Dette innebærer at det elektromagnetiske feltet vil ha diskrete svingefrekvenser analogt med egensvingningene til en piano- eller fiolinstreng. Disse svingningene blir kvantisert som harmoniske oscillatorer som hver har en grunntilstandsenergi $\hbar\omega/2$ der ω er vinkelfrekvensen, og $\hbar = h/(2\pi)$ er den reduserte planckkonstanten. Forskjellen i grunntilstandsenergi mellom uendelig avstand og kort avstand gir en energidifferanse som gir en tiltrekkende kraft mellom platene. Casimir fant at krafta pr. arealenhet mellom platene er gitt ved

$$f_c = -\frac{\pi^2 \hbar c}{240a^4} \quad (1)$$

* Institutt for energi- og prosessteknikk, NTNU,

* * Institutt for fysikk, NTNU, Trondheim.



Figur 1. Definisjonsskisse: Vakuumgap av vidde a mellom to umagnetiske dielektriske plater med permittivitet ϵ , der metaller tilsvarer $\epsilon \rightarrow \infty$.

(negativt fortegn betyr tiltrekning). Casimirkrafta (trykket) har vist seg forbausende vanskelig å måle. Effekten er jo liten – ifølge likning (1) bare 1,3 mPa (ca. 10^{-8} atmosfærer) ved en avstand $a = 1 \mu\text{m}$. Temperaturkorreksjonene til krafta er mye mindre.

Vi kan merke oss følgende to aspekter:

1. Selve eksistensen av casimirkrafta kom som en forbløffende nyhet for mange fysikere: Hvordan kunne uladete metallplater forårsake en kraft?
2. Nullpunktsenergien i det elektromagnetiske felt ble lenge betraktet som en trivialitet, noe som en simpelthen kunne justere til null. Dette viste seg altså å være en myte; årsaken til nullpunktsenergien ligger dypere.

Vi vender oss nå til det generelle uttrykk som Lifshitz⁽²⁾ utledet for casimirkrafta mellom to identiske parallelle dielektriske plater med (relativ) permittivitet ϵ . Uttrykket er ganske komplisert; det inneholder et integral over en kontinuerlig variabel, her kalt q (fysisk sett betyr den fotonenes impuls i retning parallelt med platene), og dessuten en sum over heltallige m fra $m = 0$ oppover til $m = \infty$. Vi gjengir formelen for trykket her, fordi det vil være

nyttig å henvise til i diskusjonen nedenfor:

$$f_c = -\frac{k_B T}{\pi} \sum_{m=0}^{\infty} \int_{\zeta_m/c}^{\infty} q^2 dq \left[\frac{A_m e^{-2qa}}{1 - A_m e^{-2qa}} + \frac{B_m e^{-2qa}}{1 - B_m e^{-2qa}} \right] \quad (2)$$

Som vanlig betyr k_B boltzmannkonstanten, og T er den absolute temperatur. Størrelsen ζ_m inneholdt i integralets nedre grense er definert som

$$\zeta_m = 2\pi m k_B T / \hbar. \quad (3)$$

Det betyr at for $T > 0$ vil ζ_m (dimensjon frekvens, på fagspråket kalt Matsubara-frekvens) bare kunne ta diskrete verdier. Tilstedeværelsen av planckkonstanten i (3) betyr at ζ_m er kvantemekanisk relatert. Merket etter summetegnet i (2) betyr at leddet $m = 0$ i summen over m skal ganges med faktoren $1/2$.

Vi betrakter så koeffisientene A_m og B_m i (2). Disse er størrelser velkjent fra klassisk optikk: A_m er lik kvadratet av refleksjonskoeffisienten for TM (transversale magnetiske) elektromagnetiske bølger mellom platene. Tilsvarende er B_m kvadratet av refleksjonskoeffisienten for TE (transversale elektriske) bølger. I de to tilfellene er henholdsvis det magnetiske og det elektriske feltet parallelt med platene.

Eksplisitt vil A_m og B_m ta følgende form:

$$A_m = \left(\frac{\epsilon p - s}{\epsilon p + s} \right)^2, \quad B_m = \left(\frac{s - p}{s + p} \right)^2, \quad (4)$$

hvor størrelsene s og p betyr

$$s^2 = \epsilon - 1 + p^2, \quad p = \frac{qc}{\zeta_m}. \quad (5)$$

Her er $\epsilon = \epsilon(\omega)$ den relative permittiviteten eller dielektrisitetskonstanten, og ω er vinkelfrekvensen. Videre er $\epsilon(\omega)$ utvidet til imaginære frekvenser (Matsubara-frekvensene) i summen i uttrykket (2), slik at $\omega = i\zeta_m$ (eventuelt $\omega = -i\zeta_m$, avhengig av hvilken konvensjon en bruker), og $i = \sqrt{-1}$ er den imaginære enhet.

Med likningene (3)–(5) ovenfor har vi følgelig i prinsippet det som skal til for å beregne (2). Naturlig nok, vil numeriske metoder vanligvis bli påkrevet. Uttrykket (2) er begrenset til umagnetiske medier.

Ovenstående er essensielt den grunnleggende formalismen for casimirkrafta. Utførlig bakgrunns-litteratur kan en finne for eksempel i boka til Bordag et al.⁽³⁾, eller i en fyldig oversiktsartikkel av Milton.⁽⁴⁾ La oss også nevne en meget leseverdig ar-

tikkel om regulariseringsmetoder i casimirsammenheng (utenfor rammen av denne artikkelen, riktignok), publisert av Reuter og Dittrich i 1985.⁽⁵⁾

Om utregning av kraftformelen

Først en teknisk bemerkning til formalismen i Lifshitz-formelen: Som nevnt ovenfor forutsatte den at permittiviteten ε er tatt som funksjon av den imaginære vinkelfrekvensen. Vi skal betegne denne frekvensen generisk med ζ . Det er den samme frekvensen som i diskret utgave (på grunn av kvantemekanikken) ble kalt ζ_m i (3). Nå er $\varepsilon = \varepsilon(\omega)$ for reelle ω en størrelse som for mange materialer er kjent fra eksperimenter i klassisk optikk. De tilhørende verdiene av $\varepsilon(i\zeta)$, der ω er imaginær, kan så bestemmes.

Det hele virker nå i prinsipp enkelt: Velg et medium hvor $\varepsilon(i\zeta)$ er kjent, plugg dataene inn i ligning (2), og regn så ut f_c direkte. Og dette er ofte korrekt; framgangsmåten virker godt for ordinære dielektriske medier.

Men det er ett viktig unntak, nemlig *metaller*. De er vanligvis karakterisert ved at $\varepsilon \rightarrow \infty$. Hvordan skal man finne bidraget fra nullmoden, $m = 0$, i dette tilfellet? Vi får et delikat grenseverdiproblem som det ikke uten videre er klart hvordan skal løses matematisk. Tradisjonelt, helt fra slutten av 1970-årene, har man ment at den riktige framgangsmåte ville være å sette bidragene fra TE og TM modene like, for alle moder inklusive $m = 0$. Det betyr at koeffisientene A_m og B_m ovenfor blir satt lik hverandre,

$$A_m = B_m = 1, \quad m = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (6)$$

Ved å plugge disse relasjonene inn i (2), kan f_c regnes ut ganske enkelt. Når f_c først er kjent, kan en finne fri energi F og entropi S (per overflateenhet) via termodynamiske relasjoner. Vi gjengir av hensyn til diskusjonen nedenfor, et tilnærmet uttrykk for S her, gyldig for lave temperaturer,

$$S(T) = 0,57 \left(\frac{k_B T}{\hbar c} \right)^2, \quad \frac{ak_B T}{\hbar c} \ll 1. \quad (7)$$

Dette uttrykket oppfyller åpenbart det såkalte Nernsts teorem (termodynamikkens tredje hovedsetning), som sier at når $T \rightarrow 0$ skal entropien gå mot null,

$$S(0) = 0 \quad (\text{Nernst}). \quad (8)$$

Modellen kalles "*Ideal Metal Model*" (IM). Den var universelt akseptert fram til år 2000, da våre

svenske kolleger Boström og Sernelius påpekte at relasjonene (6) ikke kunne være helt riktige.⁽⁶⁾ Og hva var deres begrunnelse? Den kom ikke ad matematisk vei, men fra en viktig ingrediens i problemets fysikk, nemlig materialets dispersjonsrelasjon som beskriver hvordan permittiviteten ε varierer med frekvensen. Følgende dispersjonsrelasjon, kalt Drude-relasjonen, oppfylles av metaller med god nøyaktighet:

$$\varepsilon(i\zeta) = 1 + \frac{\omega_p^2}{\zeta(\zeta + \nu)}. \quad (9)$$

Her er ω_p plasmafrekvensen og ν det dissipative ledd (beskriver ohmsk motstand i metallet). Hvis en tar hensyn til denne relasjonen (for $\nu \neq 0$), vil grenseverdiproblemet nevnt ovenfor, bli løst på en enkel måte: TE null-moden bidrar ikke til f_c overhodet. Det betyr at vi må ha

$$B_0 = 0. \quad (10)$$

(Mer generelt følger det fra (4) at $B_0 = 0$ dersom $\varepsilon\zeta^2 \rightarrow 0$ når $\zeta \rightarrow 0$. Koeffisienten for TM's null-mode blir som før, $A_0 = 1$, og relasjonene (6) vil fortsatt gjelde for alle $m \geq 1$.) Vi kaller dette for "*Modified Ideal Model*" (MIM).

Ved å gjenta beregningen av f_c med $B_0 = 0$ gitt fra MIM, får vi et svar som blir forskjellig fra tidligere. Det betyr i sin tur at uttrykket for entropien for lave temperaturer også blir forandret,

$$S(T) = 0,57 \left(\frac{k_B T}{\hbar c} \right)^2 - 0,024 \frac{k_B}{a^2}, \quad \frac{ak_B T}{\hbar c} \ll 1. \quad (11)$$

Her får vi å hanskes med et spesielt problem: Setter vi inn $T = 0$ i (11), får vi en konflikt med Nernsts teorem (8)! Dette punktet har forårsaket en livlig diskusjon i faglitteraturen i flere år. Flere forskere har til og med argumentert for at Drude-relasjonen må fravikes i sin helhet. De fleste av oss finner imidlertid at en slik løsning ville være i overkant drastisk. Det er vel mer naturlig å anta at den nevnte konflikt skyldes at MIM-modellen er for grov. Og det viser seg at en slik antagelse blir bekreftet ved mer detaljerte beregninger: For eksempel viser analysen i ref. (7) at $S \rightarrow 0$ når $T = 0$ likevel, så lenge som $\nu \neq 0$ i likning (9). Nernsts teorem er oppfylt.

Om eksperimenter

Selv om teorien for casimireffektens temperaturavhengighet viser seg å fungere tilfredsstillende, må

vi vende oss til eksperimenter for å få den mest pålitelige informasjon. En skulle kanskje tro at det var mulig å finne temperaturkorreksjonen simpelthen ved å måle casimirkrafta ved to forskjellige temperaturer, f.eks. med en differanse på 50 K. Men eksperimentalfysikerne forteller oss at dette ikke er praktisk gjennomførbart fordi systemets stabilitet ville forrykkes. Så alle eksperimenter til dags dato er blitt utført ved romtemperatur. Det som man i stedet har gjort, er å benytte en indirekte angrepsmåte: Istedenfor å variere T selv, varierer man *avstanden* a mellom platene for en og samme verdi av T . Dette er en mulig framgangsmåte fordi den viktigste parameteren i Lifshitz-formelen er produktet aT . Altså: måling ved romtemperatur $T = 300$ K og med stor avstand a , er essensielt det samme som måling ved høy T og ordinær verdi av a . Dette er nettopp den egenskap som ble utnyttet av Lamoreaux og medarbeidere i deres eksperiment.⁽⁸⁾ De var i stand til å utføre målinger til så store avstander som $a = 7 \mu\text{m}$. De fant overensstemmelse med prediksjonene basert på Drude-relasjonen (9), altså med den teoretiske verdien $B_0 = 0$, slik som en skulle vente.

Det nevnte eksperimentet til Lamoreaux et al. vil etter all sannsynlighet bli stående som en viktig milepel på området. Betyr så dette at casimir-effektens temperaturproblem endelig er blitt løst? Dessverre kan en nok ikke definitivt svare ja, på dette spørsmålet ennå. Det nevnte eksperimentet inneholder bidrag fra de elektrostatiske potensialer mellom mikrokule og plate, kalt "*patch potentials*". De fører til krefter som dominerer i størrelse over casimirkrafta, og må først elimineres ved kalibrering i eksperimentet. En slik kalibrering medfører naturlig nok usikkerhet.

Det finnes andre eksperimenter som tilsynelatende gir andre resultater. Disse er mer avhengige av at ϵ for materialet (f.eks. gull) er godt kjent for høyere frekvenser, og av at avstanden a kan måles absolutt med tilstrekkelig nøyaktighet omkring $a = 100$ nm. I dette område er effekten av romtemperatur et par prosents reduksjon i casimirkrafta, med basis i Drude-relasjonen (9). Det kan synes merkelig at krafta først avtar ved økende temperatur når de termiske fluktuasjoner øker. Men dette snur ved en viss temperatur, slik at krafta øker monotont videre for økende T .

En av oss traff nylig under en konferanse i Stockholm, to av de ledende amerikanske ekspertene på feltet, Diego Dalvit (tilknyttet Lamoreaux-eksperimentet⁽⁸⁾) og Ricardo Decca (med målinger

som understøtter plasma-relasjonen, $\nu = 0$). Begge deres eksperimenter er åpenbart meget nøyaktige, og ingen forstår på det nåværende tidspunkt hvorfor de skulle gi så forskjellige resultater. Det som en kanskje kan tillate seg å håpe på, er at forklaringen på uoverenstemmelsen når den omsider kommer, må reflektere et dypere fysisk fenomen og ikke en trivialitet!

Til slutt, noen ord om våre arbeider fra NTNU-miljøet på området. Vi har vært opptatt av casimir-effektens termodynamikk, relatert til den store oppmerksomheten som dette problemet har fått i faglitteraturen. Vi har skrevet en del arbeider om sammenhengen med Nernsts teorem, for eksempel det som ble nevnt ovenfor.⁽⁷⁾ Vi har til dels lagt vekt på å benytte en uavhengig angrepsmetode, bygget på den statistisk-mekaniske formalisme som ble utviklet av Høye og Stell i 1970- og 1980-årene. Ved hjelp av den følger det ganske direkte at $B_0 = 0$. Samme metode er forøvrig anvendbar også i forbindelse med den såkalte casimirfriksjonen, som faktisk er blitt en "hot spot" i samtidslitteraturen.

Referanser

1. H.B.G. Casimir: *On the attraction between two perfectly conducting plates*. Proc. Kon. Ned. Akad. Wetensch. **51**, 793 (1948)
2. E.M. Lifshitz: *The theory of molecular attractive forces between solids*. Zh. Eksp. Teor. Fiz. **29**, 94 (1955); Engelsk oversettelse: Soviet Phys. JETP **2** 73 (1956)
3. M. Bordag, G.L. Klimchitskaya, U. Mohideen and V.M. Mostepanenko: *Advances in the Casimir Effect*. Int. Series of Monographs on Physics. Oxford University Press (2009)
4. K.A. Milton: *The Casimir effect: Recent controversies and progress*. J. Phys. A: Math. Gen. **37**, R 209 (2004)
5. M. Reuter and W. Dittrich: *Regularization schemes for the Casimir effect*. Eur. J. Phys. **6**, 33 (1985)
6. M. Boström and Bo E. Sernelius: *Thermal effects on the Casimir force in the 0.1–5 μm range*. Phys. Rev. Lett. **84**, 4757 (2000)
7. J.S. Høye, I. Brevik, S.Å. Ellingsen and J.B. Aarseth: *Analytical and numerical verification of the Nernst theorem for metals*. Phys. Rev. E **75**, 051127 (2007)
8. A.O. Sushkov, W.J. Kim, D.A.R. Dalvit and S.K. Lamoreaux: *Observation of the thermal Casimir force*. Nature Phys. **7**, 230 (2011)

Kule på roterende skive

E. H. Hauge *

I Fra Fysikkens Verden 2/13 gir Øyvind Grøn og Arnt Inge Vistnes en grundig innføring i corioliskraftens fysikk og historikk.⁽¹⁾ Dessverre kommer de i skade for å bruke en kule som ruller på en roterende gram-mofonplate som misvisende eksempel. Deres corioliseksempel er utmerket i og for seg, men for en kloss som sklir *friksjonsfritt* på den roterende skiven. Med en rullende kule blir situasjonen en helt annen: Et interessant mekanikkproblem i seg selv.

Rullende kuler blir utsatt for en *friksjonskraft* fra det roterende underlaget. Når kula ikke sklir, er denne friksjonen ”statisk”. Den gir derfor ikke opphav til energitap. Men hvilken kulebane vil kraften resultere i? De aller fleste, enten de er utdannete fysikere eller ei, gjetter feil når de blir spurt om hvordan kula vil bevege seg. Grøn og Vistnes er i godt selskap.

Jens Højgaard Jensen har nylig diskutert mange aspekter ved rullende legemers mekanikk, med ”vårt” problem som konkret eksempel.⁽²⁾ En eldre og mer omfattende artikkel som også inkluderer dette problemet, er forfattet av Eriksen og Vøyenli.⁽³⁾ Vi konsentrerer oss om det enkleste eksemplet her, og gir en direkte utledning av ligningen som gir kulas bane. Matematikken som inngår er, i det vesentlige, sjonglering med kryssprodukter – elementært, men ganske krevende. Altså:

En homogen kule med masse m og med radius ρ befinner seg på en perfekt, horisontal skive som dreier med vinkelhastighet $\boldsymbol{\Omega} = \Omega \hat{\mathbf{z}}$, der $\hat{\mathbf{z}}$ er enhetsvektoren i z -retningen. Kula kan rulle på den roterende skiven, og vi antar at den ikke sklir på underlaget. Luftmotstanden neglisjeres. Vi velger origo på skivens rotasjonsakse i høyden ρ over skiven. Kulesentrets posisjon og hastighet relativt omgivelsenes inertialsystem (laboratoriesystemet) er gitt som $\mathbf{r}(t)$ og $\mathbf{v}(t) = d\mathbf{r}/dt = \dot{\mathbf{r}}$. Disse vektorene lever i xy -planet parallelt med skiven, løftet en kuleradius ρ over denne. (Se figuren.) Rett

under $\mathbf{r}$ er skivens hastighet

$$\mathbf{V} = \boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{r} = \Omega \hat{\mathbf{z}} \times \mathbf{r}. \quad (1)$$

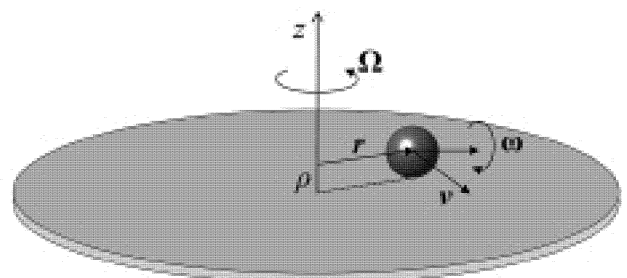
Vi antar at friksjonen mellom kula og den roterende skiven er tilstrekkelig til at kula *ruller* på skiven. Kulas hastighet ved $\mathbf{r}$ relativt underlaget er $\mathbf{v} - \mathbf{V}$, og når kulas vinkelhastighet er $\boldsymbol{\omega}$ (en vektor i xy -planet), får rullebetingelsen formen (Her gjelder det å holde styr på fortegnene som følger av høyrehåndsregler og kryssprodukt! Se figuren.)

$$\mathbf{v} - \mathbf{V} = \boldsymbol{\omega} \times \rho \hat{\mathbf{z}}. \quad (2)$$

Så langt kinematikk.

Newtons annen lov for translasjon lyder

$$\mathbf{F} = m(d\mathbf{v}/dt) = m\dot{\mathbf{v}}, \quad (3)$$



der $\mathbf{F}$ er (den ukjente) kraften på kula. Så var det den tilsvarende loven for rotasjon. Med kulas sentrum som referansepunkt for den totale dreieimpulsen $\mathbf{L}$, er det bare kulas egenspinn som bidrar, $\mathbf{L} = I_0 \boldsymbol{\omega}$. Se, for eksempel, ref. (4). (I utledningen i ref. (2) er kulas øyeblikkelige kontaktpunkt med skiven valgt som referansepunkt. Da bidrar også banedreieimpulsen, mens dreiemomentet $\boldsymbol{\tau} = 0$. Resultatet blir det samme.) Derved lyder Newtons annen lov for rotasjon i vårt tilfelle

$$\boldsymbol{\tau} = (-\rho \hat{\mathbf{z}}) \times \mathbf{F} = d\mathbf{L}/dt = I_0 \dot{\boldsymbol{\omega}}, \quad (4)$$

der kulas treghetsmoment om en akse gjennom sen-

* Institutt for fysikk, NTNU.

trum er $I_0 = \frac{2}{5}m\rho^2$. Minustegnet på høyre side av ligningen er et resultat av at "armen" i dette tilfellet går fra kulas sentrum ned til berøringspunktet med underlaget, der kraften tar tak. Vi eliminerer den ukjente kraften $\mathbf{F}$ mellom (3) og (4), og finner

$$m\dot{\mathbf{v}} \times \rho\hat{\mathbf{z}} = I_0\dot{\boldsymbol{\omega}} \Rightarrow \dot{\mathbf{v}} \times \hat{\mathbf{z}} = \frac{2}{5}\rho\dot{\boldsymbol{\omega}}. \quad (5)$$

Dette uttrykket for $\dot{\boldsymbol{\omega}}$ bruker vi så i den tidsderiverte av rullebetingelsen (2), med resultatet

$$\dot{\mathbf{v}} - \Omega\hat{\mathbf{z}} \times \mathbf{v} = -\frac{5}{2}\hat{\mathbf{z}} \times (\dot{\mathbf{v}} \times \hat{\mathbf{z}}) = -\frac{5}{2}\dot{\mathbf{v}}, \quad (6)$$

der vi også brukte identiteten $\mathbf{A} \times (\mathbf{B} \times \mathbf{C}) = \mathbf{B}(\mathbf{A} \cdot \mathbf{C}) - \mathbf{C}(\mathbf{A} \cdot \mathbf{B})$ og det faktum at $\hat{\mathbf{z}}$ står vinkelrett på den horisontale akselerasjonen $\dot{\mathbf{v}}$. Når (6) løses med hensyn på akselerasjonen, finner vi til slutt

$$\dot{\mathbf{v}} = \frac{2}{7}\Omega\hat{\mathbf{z}} \times \mathbf{v}. \quad (7)$$

Resultatet er enkelt og, for de aller fleste, svært overraskende! I laboratoriesystemet er kulas akselerasjon vinkelrett på dens hastighet. Dette innebærer at kula beveger seg i en *sirkel i laboratoriesystemet*. Vinkelhastigheten i denne stasjonære sirkelbevegelsen er $\Omega' = \frac{2}{7}\Omega$. Dersom den roterende skiven roterer med (mot) klokka, vil kulas sirkelbevegelse også være med (mot) klokka. (*Tilsynelatende* i strid med Coriolis' visdom.) Med (konstant) banefart $v = |\mathbf{v}|$ gir sirkelbevegelsers kinematikk at radius i sirkelen er $R = v/\Omega' = \frac{7}{2}v/\Omega$. Og videre: Dersom kulas startbetingelser er $(\mathbf{r}_0, \mathbf{v}_0)$ (med ren rulling fra start!) er sirkelens sentrum gitt som $\mathbf{O} = \mathbf{r}_0 - \frac{7}{2}\mathbf{v}_0 \times \hat{\mathbf{z}}/\Omega$. Sentrum for sirkelbevegelsen kan altså være hvor som helst i xy -planet så lenge kula ikke ruller utfor kanten.

To spesialtilfeller:

- (i) Dersom begynnelsesbetingelsene er slik at $\mathbf{v}_0 \times \hat{\mathbf{z}} = \frac{7}{2}\Omega\mathbf{r}_0 = \Omega'\mathbf{r}_0$, er $\mathbf{O} = \mathbf{0}$ og kula roterer om skivens omdreiningsakse med vinkelhastighet Ω' .
- (ii) Dersom $\mathbf{v}_0 = 0$ (i laboratoriesystemet!) er $\mathbf{O} = \mathbf{r}_0$ og sirkelens radius, $R = 0$. Kula ruller på den roterende skiven, men blir liggende i ro i laboratoriesystemet.

Et siste punkt:

Rullebetingelsen krever som vanlig at tangentkraften i berøringspunktet er mindre enn normalkraften multiplisert med friksjonskoeffisienten μ mellom kule og skive. Bruk av (3) og (7) gir betingelsen $\Omega v < \frac{7}{2}\mu g$, der g er tyngdens akselerasjon. Blir banefarten v for stor, uansett hvor på den roterende skiven kula befinner seg, begyn-

ner kula å skli. Betingelsene for våre regninger er ikke lenger oppfylt.

Alt dette var teori bygd på idealiseringene: ingen luftmotstand og perfekt, horisontal skive. Teorien som forklarer fenomenet har vært kjent i alle fall siden 1844.⁽⁵⁾ Men kan virkeligheten være nær nok idealiseringene til at fenomenet kan observeres?

Jens Højgaard Jensen har demonstrert det med en bordtennisball på en roterende LP-plate. (Tsjajkovskis første klaverkonsert!) En bordtennisball er ingen homogen kule, men essensielt et kuleskall. For et kuleskall er treghetsmomentet $I_0 = \frac{2}{3}m\rho^2$, og det innebærer at koeffisienten i (7) må modifiseres til $\frac{2}{5}$, slik at $\Omega' = \frac{2}{5}\Omega$. Da Jonas Persson ved NTNU ble utfordret på dette, gjorde han filmopptak av en homogen kulelagerkule og av en bordtennisball på en roterende metallskive på en LP-spiller, og la dem ut på Youtube. Hans hjemmeside der er <http://youtube.com/fysikkforfakirer>, og to spesifikke opptak er <http://youtu.be/Qv93Xvr2Cms> og <http://youtu.be/ONPHyc1ifGQ>. Ved å studere disse filmsnuttene kan du overbevise deg selv om at den idealiserte teorien vi her har presentert, faktisk er en rimelig representasjon av virkeligheten. Sirkelbevegelsen, de forskjellige verdiene av Ω' , og spesialtilfellet der kula blir liggende essensielt i ro i laboratoriesystemet, er tydelig demonstrert. Den pedagogiske verdien av slike Youtube-snutter kan neppe overvurderes. Klassisk mekanikk har fortsatt underholdende overraskelser på lur!

Takk

Til slutt vil jeg først og fremst takke Jonas Persson for entusiastisk å ha gått løs på de eksperimentelle utfordringene. Jeg takker også for konstruktive innspill fra Jens Højgaard Jensen, Hans Pécseli, Dag Werner Breiby, Kåre Olaussen og Jon Andreas Støvneng.

Referanser

1. Ø. Grøn og A. I. Vistnes: *Corioliskraften*, FFV **75**, nr. 2, 43–47 (2013)
2. J. H. Jensen: *Five ways of deriving the equation of motion for rolling bodies*. Am. J. Phys. **80**, 1073–1077 (2012)
3. E. Eriksen og K. Vøyenli: *Quasi-electrodynamic effects in the motion of a sphere that rolls on a rotating disc*. Eur. J. Phys. **12**, 135–141 (1991)

4. E. H. Hauge og J. A. Støvneng: *Grunnleggende fysikk – klassisk mekanikk og varmelære*, 2. utgave. Tapir akademisk forlag, 61–64 (2010)
5. R. H. Romer: *Motion of a sphere on a tilted turntable*. Am. J. Phys. **49**, 985–986 (1981)

∞

Kommentarer

Corioliskraft og rullende kule

I sin artikkel "Kule på roterende skive" omtaler E. H. Hauge vår artikkel om corioliskraften i FFV nr. 2/13. Hauge skriver: "Dessverre kommer de i skade for å bruke en kule som ruller på en roterende grammofonplate som misvisende eksempel." Vi kan forsikre leserne om at eksemplet fungerer utmerket, kanskje nettopp fordi det ble brukt en rullende kule. Grunnen er at kulas bevegelse under de betingelsene som er gitt i vår artikkel, figur 1, er effektivt friksjonsfri innenfor den korte tiden kula er på den roterende skiven. Eksemplet er lett å gjennomføre og egner seg utmerket for demonstrasjoner i klasserommet. (Send e-post til a.i.vistnes@fys.uio.no dersom du ønsker alle detaljer.) Ved omtaler av corioliskraften er normalt ikke friksjon med i beskrivelsene. Det var den heller ikke i vår artikkel.

Det er ingen motsetning mellom eksperimentet i figur 1 i vår artikkel og Hagues artikkel. Hagues utledning gjelder for det tilfellet at kula ikke sklir, og er derfor ikke aktuelt for det tilfellet vi beskriver. For å få til de nydelige sirkelbevegelsene i laboratoriet som ble fanget opp i videoene som Persson har laget, må hastigheten til kula være betydelig mindre enn i vår figur 1.

Kanskje det ligger an til en morsom demonstrasjon i klasserommet der både bevegelsen i vår figur 1, som gir et utmerket bilde av corioliskraften som en fiktiv kraft, og sirkelbevegelsen til Hauge og Persson, kan gjennomføres etter hverandre. Det ville gi en flott demonstrasjon på at forsøksbetingelser er viktige for hvilket resultat man får, selv om det i begge tilfeller er snakk om en rullende kule på et roterende underlag.

For øvrig har en leser påpekt en feil i vår artikkel. På side 44, linje 6, står det: "hastigheten ret-

tet vestover", mens det skulle ha stått "østover"; og 4 linjer nedenfor skal "østover" rettes til "vestover".

En annen leser har funnet en trykkfeil på side 46, linje 13 fra bunnen i siste kolonne. Enheten for vinkelhastighet er selvfølgelig s^{-1} og ikke s , slik der står. Vi beklager feilene!

Arnt Inge Vistnes og Øyvind Grøn

∞

Fysikkoppgåve i statikk

I FFV nr. 1, 2013, kommenterer Per Vassbotten feil i en oppgave i læreboken "Grunnleggende fysikk for universitet og høyskole". Her er forfatterens tilsva-

Ja, dette var sannelig en akilleshæl! Per Vassbotn påpekte feilen til oss allerede i 2004, da oppgaven var brukt i RST-Forkurs for ingeniørhøgskolen. Vi ba straks redaksjonen om å rette fasiten siden Vassbotn selvsagt har helt rett. Vi fant også en bedre oppgaveformulering, og laget et tips med den riktige fremgangsmåten som hele tiden har ligget på læreverkets nettsider: <http://fysnett.cappelendamm.no/c893316/artikkel/vis.html?tid=893336>

Men feilen har altså likevel ikke blitt rettet opp i den nye boken, "Grunnleggende fysikk for universitet og høyskole", der oppgaven er gjenbrukt. Her står fortsatt den gamle formuleringen og feil fasit! Det har vi ingen unnskyldning for. Vi kan ikke si annet enn at det må være lov å polemisere mot en feil som ikke er rettet opp etter så lang tid.

For oss tre forfattere
Per Jerstad

∞

Fysikknytt

Biermannbatteriet og kosmiske magnetfelt

En ny beregningsmetode basert på lineære perturbasjoner av et homogent kosmisk plasma, har gjort det mulig å beregne styrken av de kosmiske magnetfeltene dannet fra en mekanisme kalt "biermannbatteriet", uten å måtte utføre omfattende simuleringer. Beregningene viste at biermannbatteriet har vært virksomt tidligere enn forskerne før var klar over.⁽¹⁾

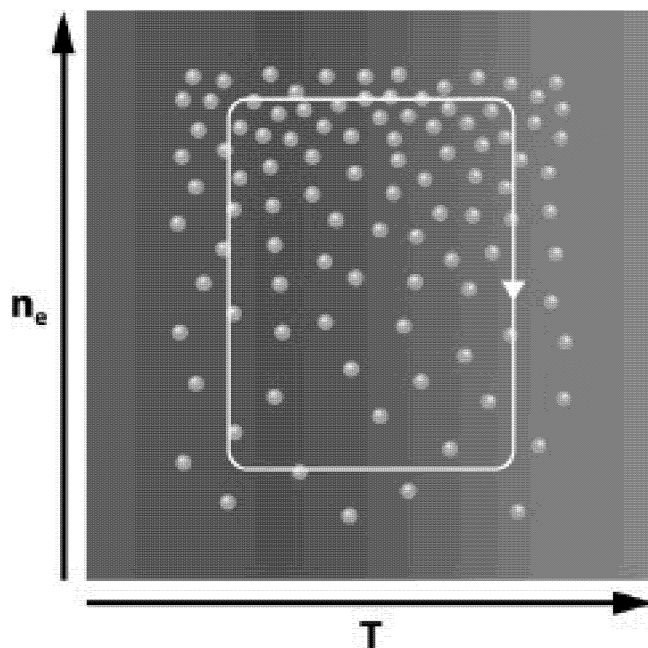
Biermannbatteriet

Det som kalles biermannbatteriet⁽²⁾ er ikke en gjenstand, men en mekanisme for å danne et magnetfelt i et inhomogent plasma. Vi betrakter et plasma med temperatur T der antall frie elektroner (dvs. elektroner som ikke er bundet i atomer) per volumenheter er n_e . Anta at det er en inhomogenitet i plasmaet slik at temperaturen øker i retning mot øst, og tettheten av frie elektroner øker i retning nordover. Dette er illustrert i figur 1.

Elektrongassen betraktes som en ideell gass. Ifølge tilstandslikningen er da elektrontrykket $p = n_e k T$, der k er boltzmannkonstanten. Siden elektrontrykket er proporsjonalt med produktet av elektrontettheten og temperaturen, er trykket størst i nordøst i det illustrerte området og lavest i sørvest. De frie elektronene beveger seg raskere i trykkgradientens retning enn de positive ionene siden de har mindre masse. Dermed separeres negativ og positiv ladning, og det forårsaker en spenning i plasmaet på tilsvarende måte som separasjon av negativ og positiv ladning i en tordensky forårsaker en spenning mellom områder som er positivt og negativt ladd.

Vanligvis brukes Faradays lov til å si at en varierende magnetisk fluks gjennom en strømsløyfe lager en elektromotorisk spenning som produserer en strøm i sløyfen. Men her går det motsatt vei. Trykkgradienten forårsaker en spenning som ifølge Faradays lov, innebærer en varierende magnetisk fluks gjennom strømsløyfen (hvit med pil på figur 1). Trykkgradienten forårsaker med andre ord et magnetfelt i plasmaet.

Det matematiske uttrykket for denne effekten kan finnes med utgangspunkt i bevegelsesliknin-



Figur 1. Illustrasjon av et inhomogent plasma der temperaturen øker østover og tettheten av frie elektroner øker nordover. Da vil elektrontrykket øke mot nordøst, og trykkgradienten vil få både de frie elektronene og de positive ionene til å bevege seg mot sørvest, elektronene raskere enn de positive ionene. Dermed separeres negativ og positiv ladning. På den måten oppstår en elektrisk spenning. Av Faradays lov følger at da vil det være en varierende magnetisk fluks gjennom den hvite sløyfen på figuren. Hvis der opprinnelig ikke er noe magnetfelt, vil det dannes et.

gen (Newtons 2. lov) for de frie elektronene per volumenheter i et inhomogent plasma med trykkgradient ∇p . Vi antar her at tyngdekraften og den viskøse motstandskraften på elektronene kan neglisjeres. Da tar bevegelseslikningen formen

$$n_e m_e \frac{d\mathbf{v}}{dt} = -n_e e (\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) - \nabla p, \quad (1)$$

der m_e er elektronets masse, og e er elementær-ladningen. Videre antas at det er likevekt mellom den elektromagnetiske kraften og trykkraften, slik at $d\mathbf{v}/dt = 0$. Dermed fås

$$-\mathbf{E} = \mathbf{v} \times \mathbf{B} + (1/n_e e) \nabla p. \quad (2)$$

Vi tar hvirvlingen (curlen) av denne likningen og bruker Faradays lov på lokal form, slik den opptrer i Maxwells likninger,

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times \mathbf{E}. \quad (3)$$

Det gir

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) + \frac{1}{e} \nabla \times \left(\frac{\nabla p}{n_e} \right). \quad (4)$$

For å omforme siste ledd bruker vi vektorformelen $\nabla \times (f\mathbf{A}) = f \nabla \times \mathbf{A} - \mathbf{A} \times \nabla f$ med $f = 1/n_e$ og $\mathbf{A} = \nabla p$. Videre brukes at $\nabla(1/n_e) = -(1/n_e^2)\nabla n_e$, og at curlen til en gradient er null, $\nabla \times \nabla p = 0$. Dette gir

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) + \frac{1}{e} \frac{\nabla p \times \nabla n_e}{n_e^2}. \quad (5)$$

Det siste leddet i denne likningen representerer biermannbatteriet. Virvlingslikningen i hydrodynamikken har samme form som likning (5), men med $\mathbf{B}$ erstattet av $\boldsymbol{\omega} = \nabla \times \mathbf{v}$, og det siste leddet erstattet av $(1/\rho^2) \nabla \rho \times \nabla p$, som har samme form som det siste leddet i likning (5). Dette betyr at når det oppstår virvler i et plasma, lades et biermannbatteri. Virvler i et plasma genererer magnetfelter selv om plasmaet er elektrisk nøytralt, fordi det da vil skje en ladningsseparasjon som forklart i sammenheng med figur 1.

For å knytte kontakt med figuren, kan vi sette inn for p fra tilstandslikningen og bruke at $\nabla p = kT \nabla n_e + kn_e \nabla T$. Dette gir $\nabla p \times \nabla n_e = kT \nabla n_e \times \nabla n_e + kn_e \nabla T \times \nabla n_e$. Siden kryssproduktet er antisymmetrisk (eller sagt på en geometrisk måte: siden vektorproduktet av to parallelle vektorer er null), er det første leddet lik null, og vi får

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) + \frac{k}{n_e e} \nabla T \times \nabla n_e. \quad (6)$$

Det siste leddet viser at i et virksomt biermannbatteri i et plasma må både temperaturen til elektrongassen og tettheten av frie ladninger variere. Dessuten må gradienten til temperaturen og gradienten til tettheten av de frie ladningene ha forskjellige retninger, slik som i figur 1.

Frøene til kosmiske magnetfelt

Mekanismen bak dannelsen av de kosmiske magnetfeltene har vært gjenstand for diskusjon i mange år. En av mekanismene som har vært diskutert er biermannbatteriet.

Det er ikke enkelt å beregne styrken av de lokaliserte magnetfeltene som ble dannet i det kosmiske plasmaet som eksisterte da universet var ungt. Plasmaet ekspanderte raskt og var i en turbulent tilstand hvor det boblet av ujevnheter med lokale temperatur- og trykkvariasjoner.

I forskning utført for over 15 år siden,⁽³⁾ forsøkte man å lage en ganske realistisk modell av et slikt fluktuerende plasma. Modellen ble da så komplisert

at for å beregne styrken og utstrekningen av magnetfeltene dannet fra biermannbatteriene, var det nødvendig å simulere utviklingen ved å dele plasmaet opp i elementer og beregne tidsutviklingen av hvert element på tilsvarende måte som meteorologene gjør når de beskriver utviklingen av den nedre atmosfæren. For at regningene skulle være overkommelige kunne ikke elementene og tidsintervallene være for små, og man måtte begrense hvor langt tilbake i tid man kunne gå. Beregningene dreide seg da om dannelsen av magnetfelter på den tiden de første galaksene oppsto, dvs. noen hundre millioner år etter Big Bang. (Den kosmiske gassen var på denne tiden blitt ionisert av strålingen fra de første stjernene).

Det som særlig var nytt i arbeidet til Naoz og Narayan (som ble publisert 29. juli 2013), var at de laget en enklere plasmamodell med lineære perturbasjoner av et homogent plasma. Dermed kunne de beregne styrken av magnetfeltene dannet fra biermannmekanismen uten å måtte utføre omfattende simuleringer. Dette gjorde det mulig å beregne styrken av magnetfelter dannet mye tidligere, like etter at de første stjernene var dannet.

Dette er fremgang, men det er langt igjen før vi har pålitelig informasjon om de første magnetfeltene som oppsto i det kosmiske plasmaet.

Referanser

1. S. Naoz and R. Narayan: *Generation of Primordial Magnetic Fields on Linear Overdensity Scales*. Phys. Rev. Lett. **111**, 051303 (2013)
2. L. Biermann: *Über den Ursprung der Magnetfelder auf Sternen und im interstellaren Raum*. Zeitschrift Naturforschung Teil A, **5**, 65 (1950)
3. R.M. Kulsrud, R. Cen, J.P. Ostriker and D. Ryu: *The Protogalactic Origin for Cosmic Magnetic Fields*. Astrophys. J. **480**, 481 (1997)

Øyvind Grøn

∞

Kontaktfri manipulering ved hjelp av lydbølger

En gruppe sveitsiske forskere har gjort eksperimenter med å flytte på små objekter ved hjelp av lydbølger i luft. De har blant annet oppnådd plan bevegelse og sammen-smelting av dråper og partikler. Bevegelsene er uavhengige av hva objektene består av.

Akustisk levitasjon

Muligheten av kontaktfri forflytning av objekter har stor interesse i mange sammenhenger, fra studier av ulike objekters fysiske egenskaper til undersøkelser av biokjemiske prosesser. En velkjent form for kontaktfri bevegelse er magnetisk levitasjon som brukes for eksempel i sammenheng med jernbaner.

Til tross for vellykkede anvendelser er det visse begrensninger når det gjelder for eksempel materialer ved bruk av elektromagnetisk kontaktfri bevegelse. Dersom en ønsker kontaktfri bevegelse av objekter uavhengig av hva slags materiale de består av, er elektromagnetisk levitasjon uegnet.

I slike tilfeller er akustisk levitasjon et alternativ.⁽¹⁾ Da utnytter man at lyd er trykkbølger, og at trykkforskjeller på ulike deler av overflaten til et legeme gir en resultantkraft som kan brukes for eksempel til å få legemet til å sveve eller bevege seg på en ønsket måte. Hittil har det imidlertid vært en del praktiske vanskeligheter med å manipulere lydbølger på en slik måte at de kan forflytte objekter i luft på en pålitelig og kontrollert måte.

I 2010 annonserte NASA likevel et opplegg med å bruke akustisk levitasjon for å fjerne støvpartikler fra observasjonsutstyr og solceller på Mars. Et problem i denne sammenhengen er imidlertid at Mars-atmosfæren er svært tynn, så kraften fra lydbølger på partikler i Mars-atmosfæren er svært liten. Det er kun uhyre små partikler som kan fjernes på denne måten.

Akustisk levitasjon har større potensiale i jordatmosfæren. Det har tidligere vært utført enkle forflytninger av små vanndråper med lydbølger. Det er i prinsippet mulig å heve svært tunge objekter ved hjelp av lydbølger. Men med den teknologien som er utviklet for generering av lydbølger, er det maksimalt mulig å holde et legeme på et par kilo svevende.

Nye resultater

I et arbeid som nylig er offentliggjort, presenteres resultater av en ny teknologi for bedre akustisk manipulering enn tidligere, av små objekter. Forskerne har kalt metoden for akustoforetisk levitasjon.⁽²⁾ Ordet "foretisk" betyr at et dyr transporteres ved å feste seg til et annet og brukes her i overført betydning.

Metoden som brukes ved akustisk levitasjon, går i første omgang ut på å lage en stående lydbølge mellom en sender og en reflektor. Lydbølgene manipuleres slik at objektet som skal forflyttes, fanges i en 'bølgedal' der lydtrykket har et minimum. Det ble brukt akustiske bølger med en frekvens på 24,4 kHz. I luft har de en bølgelengde på litt under halvannen centimeter. Det hørbare frekvensområdet for en ung person med normal hørsel er fra 20 Hz til 20 kHz, så bølgene som ble brukt har litt for høy frekvens til å kunne oppfattes av det menneskelige øret. De kan likevel være skadelige for hørselen. Ved akustisk levitasjon har det vært brukt en intensitet på over 150 dB, og det svarer i det hørbare frekvensområdet til støyen fra et jettfly som tar av 100 m unna.

Anta at man ønsker å få et objekt til å sveve fritt i luften. Da plasseres sender og reflektor rett over hverandre slik at det blir stående bølger med vannrette bølgefronter. Dersom objektet som er fanget mellom to bølgetopper faller litt nedover, kommer det inn i et område der lydtrykket er større lenger nede, og følgelig mindre høyere oppe. Da blir det mindre lydtrykk mot oversiden av legemet enn mot undersiden. Siden trykkraften mot oversiden av legemet er rettet nedover og mot undersiden oppover, er summen av trykkraftene som virker på legemet, rettet oppover.

Dette minner om mekanismen bak oppdrift i vann. Oppdriften til et legeme nedsenket i vann skyldes at vanntrykket er større på undersiden av legemet enn på oversiden. Forskjellen er at den "akustiske oppdriften" skyldes et lydtrykk som øker i retning nedover i objektets posisjon.

Ved hjelp av denne metoden lyktes det å kontrollere bevegelsen til dråper, partikler og tråddiknende objekter i luft. I et av eksperimentene ble to vanndråper med diameter på 1,7 mm forflyttet mot hverandre i horisontal retning med hastigheter fra 0,6 til 4,9 mm/s. Så ble de smeltet sammen, og den nye dråpen ble forflyttet fortsatt horisontalt, men vinkelrett på den opprinnelige bevegelsesretningen og smeltet sammen med en tredje dråpe.

Dette krevde en programmert styring av sendere og reflektorer som både bøyde og forflyttet lydbølgene på en slik måte at dråpene fikk de planlagte bevegelsene. Det var særlig teknologien bak disse styringsmekanismene som representerte et betydelig fremskritt i akustisk levitasjon.

Teknologien er i begynnerstadiet. Med det utstyret som ble brukt vil dråper som er for store, bli ødelagt av lydbølgene. For vannråper er den øvre grensen en diameter på 5,4 mm.

Når det gjelder framtidsutsikter sier forfatterne følgende: Den presenterte metoden for akustisk levitasjon og forflytning åpner for nye klasser av prosesser og har potensiale til å kunne anvendes både i biologiske og kjemiske prosesser. Det ble vist at den kan brukes til å forflytte væskedråper samt blande dråper og partikler. Det er nå mulig å manipulere materie på en effektivt vektløs måte ved å la en akustisk trykkbølge holde likevekt med tyngden. Den kontaktfrie behandlingen av objekter kan også benyttes i sammenheng med farlige materialer, for eksempel giftige kjemikalier eller radioaktive stoffer. Akustisk kontaktfri levitasjon og forflytning kan også brukes i kombinasjon med elektromagnetisk levitasjon for å øke stabiliteten, styrken og manipuleringsmulighetene når det gjelder å behandle objekter uten å være i kontakt med dem.

Referanser

1. T.V. Wilson: *How acoustic levitation works*.
Internett: <http://science.howstuffworks.com/acoustic-levitation.htm>
2. Daniele Foresti, Majid Nabavi, Mirko Klingauf, Aldo Ferrari, and Dimos Poulikakos: *Acoustophoretic contactless transport and handling of matter in air*. *Proceedings of the National Academy of Sciences* (2013)

Øyvind Grøn

∞

Ny test av relativitetsteorien

Mange teorier som går ut over standardmodellen for elementærpartikkelfysikken, slik som strengeteorier, innebærer visse brudd med relativitetsteorien.

I *Physical Review Letters* for 29. juli 2013⁽¹⁾ rapporteres det om undersøkelser av mulige konflikter med relativitetsteorien ved hjelp av en ny eksperimentell metode. Ifølge forskerne kan visse forbedringer av metoden gi mulighet for å teste relativitetsteorien med betydelig høyere presisjon enn den som er oppnådd tidligere.

To av grunnsteinene i dagens fysikk er den generelle relativitetsteorien og partikkelfysikkens standardmodell. Disse teoriene forutsetter gyldigheten av tre prinsipper som her vil bli kalt P_1 , P_2 og P_3 , for eksempel Lorentz invarians, dvs. at resultatene av et eksperiment er uavhengig av laboratoriets hastighet (P_1).

Relativitetsteorien forutsetter også et prinsipp om orienteringsuavhengighet, POU, nemlig at resultatet av et eksperiment i et inertialsystem er uavhengig av orienteringen til laboratoriet (P_2). For eksempel er lyshastigheten like stor i enhver retning i et inertialsystem.

Ifølge relativitetsteorien er et lokalt inertialsystem i fritt fall. Men et laboratorium på jorda er ikke i fritt fall. Gjelder da POU i et laboratorium her? Svaret er at det kommer an på hva eksperimentet går ut på. Anta at man vil teste om et eksperiment gir resultater som er uavhengige av laboratoriets orientering i solas gravitasjonsfelt. Kan man da gjøre eksperimentet i et laboratorium på jorda?

Poenget i denne sammenhengen er at jorda er i fritt fall i solas gravitasjonsfelt. Så med den hensikt å undersøke om POU gjelder i solas gravitasjonsfelt, kan et laboratorium på jordoverflaten regnes som et inertialsystem. Derfor kan man teste om POU gjelder i solas gravitasjonsfelt i et laboratorium på jorda. Laboratoriet vil i årets løp endre orientering i solas gravitasjonsfelt og er velegnet til å teste gyldigheten av dette prinsippet.

Et tredje relativistisk prinsipp kalles lokal posisjonsinvarians. Det innebærer at to klokke med forskjellig indre struktur, for eksempel et pendelur og en cesiumklokke som går likt ett sted, også vil gå likt på ethvert annet sted, uavhengig av gravitasjonspotensialet i deres posisjon (P_3).

Dette, samt en mulig tidsvariasjon av finstrukturkonstanten, ble testet av T.M. Fortier og medarbeidere i 2007,⁽²⁾ og av N. Ashby og medarbeidere i et eksperiment som varte fra år 2000 til 2007.⁽³⁾

I det nye eksperimentet⁽¹⁾ har Hohensee og medarbeidere målt energidifferansen mellom to energinivåer i grunnstoffet dysprosium. Over en periode på to år har de søkt etter variasjoner i denne energiforskjellen som kan skyldes variasjoner i laboratoriets bevegelsesretning, orientering og posisjon i solas gravitasjonsfelt.

Dysprosium er grunnstoff nr. 66 i det periodiske system og er et av de såkalte sjeldne jordmetallene. Forskerne valgte dette grunnstoffet fordi det har to energinivåer med en liten energiforskjell, men hvor elektronene likevel har stor forskjell i hastighet. (Her omtales atomet på en "bohrsk" måte.) Dette innebærer at en mulig endring av atomenes kinetiske energi som funksjon av laboratoriets hastighet, retning og posisjon i solas gravitasjonsfelt vil påvirke de to energinivåene på forskjellig måte, og dermed gi en målbar variasjon av energidifferansen. En slik variasjon ville være tegn på brudd med minst ett av prinsippene $P_1 - P_3$.

Det er utviklet et system med ni parametre for å karakterisere brudd på relativitetsteorien. I dette eksperimentet ble åtte av dem målt. Det ble ikke funnet noen variasjoner. Igjen har relativitetsteorien bestått en test, og med bedre presisjon enn tidligere for fire av parametrene. For en av dem ble presisjonen forbedret med en faktor 10.

Forskerne påpeker imidlertid at det viktigste med det de har gjort ikke er resultatene de har oppnådd, men metoden de har brukt; for eksperimentet ble opprinnelig konstruert med en annen hensikt enn å teste relativitetsteorien. De hevder at med optimalisering av apparatur og prosedyrer fra starten av, og med flere data, vil det ved hjelp av denne metoden være mulig å oppnå tusen ganger bedre presisjon for parametrene som karakteriserer mulige brudd med relativitetsteorien.

Referanser

1. M.A. Hohensee et al.: Phys. Rev. Lett. **111**, 050401 (2013)
2. T.M. Fortier et al.: Phys. Rev. Lett. **98**, 070801 (2007)
3. N. Ashby et al.: Phys. Rev. Lett. **98**, 070802 (2007)

Øyvind Grøn

∞

Gravitasjon og tidrommets krumning

Ofte illustreres den relativistiske beskrivelsen av gravitasjonen ved å la en partikkel trille på en traktformet flate som sies å representere et krumt tidrom. Det at en slik partikkels bane avbøyes fra en rett linje tas som et tegn på at den er påvirket av en tyngde. Dermed får man inntrykk av at tidrommets krumning forårsaker tyngdeakselerasjon. Men det gjør den ikke.

Ekvivalensprinsippet kan formuleres slik: *De fysiske virkningene av et tregheitsfelt i et akselerert referansesystem er lokalt ekvivalente med de fysiske virkningene av et permanent tyngdefelt forårsaket av en massefordeling.* "Lokalt" betyr her at målingene er begrenset i tid og rom slik at man ikke kan måle tidevannseffekter eller tidrommets krumning.

Opplevelsen av en tyngdeakselerasjon har ingen sammenheng med tidrommets krumning. Minkowski-tidrommet er like "flatt" i et akselerert referansesystem som i et inertialsystem. Tidrommets krumning er en referanseuavhengig egenskap.

I relativitetsteorien har tyngdeakselerasjon ingen sammenheng med tidrommets krumning. Det er inhomogeniteten i et tyngdefelt, dvs. tidevannskreftene, som er det newtonske motstykket til tidrommets krumning. Masse krummer tidrommet og lager tidevannskrefter.

Tyngdeakselerasjon er noe man opplever når man ikke er i fritt fall, enten tidrommet er flatt eller ikke.

Øyvind Grøn

∞

Hva skjer

Fysikkolympiaden 2013

I år er det 100 år siden Niels Bohr lanserte sin atommodell som kunne forklare hvordan linjespekteret fra glødende hydrogengass oppstår. Det er derfor naturlig at det var Danmark som arrangerte den internasjonale finalen i fysikkolympiaden i år. Det foregikk i Bohrs hjemby, København, 7. til 15. juli.

Hvert av de 83 deltakende landene kan ha inntil fem deltakere. Vi reiser som et lag, men olympiaden er en individuell konkurranse med en teoretisk og en eksperimentell del. Selve konkurransen går over to dager. Først en dag med tre teoretiske oppgaver som til sammen gir inntil 30 poeng, og til slutt en dag med to eksperimentelle oppgaver som til sammen gir inntil 20 poeng.

Det norske laget

Uttakingen av det norske laget begynner høsten før finalen, der alle elever fra videregående skoler kan delta. Denne gangen var det omtrent 1000 deltakere med i første runde. De 60 beste av disse blir invitert til å delta i andre runde med litt vanskeligere oppgaver. Deretter siles de ca. 20 beste ut til en tredje runde, et en-ukers kurs på Fysisk institutt på Blindern, og en siste prøve der delegasjonen på fem til finalen tas ut. Dette siste kurset er helt nødvendig da pensum til finalen omfatter en god del mer stoff enn det som undervises i norske skoler. De to siste dagene før avreise samles deltakerne på Blindern igjen for å finpusse sine fysikkunnskaper.

Deltakerne fra Norge var i år: Carl Andreas Julsvoll fra Oslo Handelsgymnasium, Gert Magne Kahrs Knutsen fra Sandnes vgs, Aasmund Hausken Sande fra Valler vgs, Arnoldas Seputis fra Sandnes vgs, og Tobias Torben fra Spjelkavik vgs.

Ledernes oppgaver

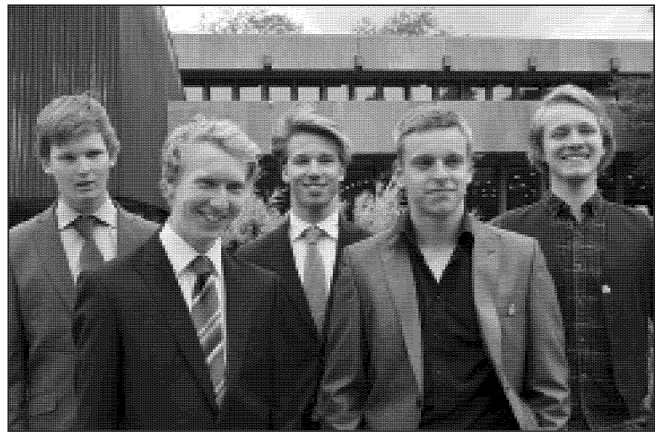
De medfølgende lederne var i år Øyvind Guldahl fra Persbråten vgs. og Torbjørn Mehl fra Nesodden vgs.

Dagen før hver prøvedag samles lederne fra de deltakende nasjonene for å diskutere de foreslåtte oppgavene og oversette dem til eget språk. Diskusjonen tar alltid lang tid, og denne gangen var det også mye tekst som skulle oversettes. Mange av

lederne brukte derfor mesteparten av natta før alt var klart.

Dagen etter teoriprøven var deltakerne på utfukt blant annet til Tivoli der de fikk boltre seg med berg-og-dalbane-fysikk mens lederne diskuterte seg fram til en endelig utforming og oversetting av de eksperimentelle oppgavene.

Etter hver prøvedag rettes oppgaven av både lederne og lokale sensorer før man til slutt møtes for å bli enige om poengene. Når alle oppgavene er rettet og deltakerne rangert, får de 8 % beste gullmedalje, de neste 17 % får sølvmedalje, de neste 25 % får bronsemedalje og de neste 17 % får hederlig omtale. Den nederste tredelen får ingen plassering.



Figur 1. De norske deltakerne (fra venstre): Tobias Torben, Gert Magne Kahrs Knutsen, Carl Andreas Julsvoll, Arnoldas Seputis og Aasmund Hausken Sande.

Teorippgavene

Den første teorioppgaven dreide seg om et meteoritnedslag i Danmark i 2009 som ble fanget opp av et videokamera i Sverige. Blant annet på grunnlag av disse bildene skulle deltakerne beregne meteorittens fart, og finne ut om den ville smelte før den traff bakken. Oppgaven behandlet også beregning av alderen til en meteoritt ved hjelp av radioaktive nedbrytningsprodukter. Til slutt skulle det beregnes hvor mye et gitt meteornedslag kunne endre jordaksens retning og jordas rotasjonsfart.

Den andre oppgaven dreide seg om en nyopdaget effekt der lys brukes til å sette opp elektriske resonans-svingninger i nanopartikler av sølv oppløst i vann. Sølvpartiklene blir så varme at det dannes vanndamp som unnslipper som små bobler uten at det 20 grader varme vannet varmes nevneverdig opp. Mye av denne oppgaven lå klart uten-

for norsk skolefysikk, og falt spesielt vanskelig for våre deltakere.

Den siste teorioppgaven var om Grønlandsisen, dens form, indre bevegelse og dens gravitasjonelle virkning på havet rundt. En høyst klima-aktuell oppgave som mange dessverre fikk for liten tid til å fordype seg i. Arbeidsmengden på disse prøvene er vanligvis svært stor, og de som ikke har rutine nok og ikke arbeider rasjonelt og effektivt, vil få for liten tid.

De eksperimentelle oppgavene

Utgangspunktet for den første eksperimentelle oppgaven var dansken Ole Rømers bestemmelse av lysfarten i 1675 ved observasjon av Jupiters måner. Dagens oppgave var å bestemme lysfarten i en optisk kabel og i vann. Lysfarten i vakuum er definert lik 299 782 458 m/s, så egentlig var det brytningsindeksen (forholdet mellom lysfarten i stoffet og lysfarten i vakuum) som skulle finnes. Dette ble gjort ved å bruke lys fra en laser-avstandsmåler. Dette fikk våre elever rimelig godt til, til tross for at brytningsindeks ikke er nevnt i norske læreplaner.

Den andre eksperimentelle oppgaven var et studium av solceller. Først skulle strømmen gjennom cellen bestemmes som funksjon av avstanden til lyskilden. Dette er et forsøk som mange elever har utført på skolen. Denne gangen riktignok med et oppsett som tillater større nøyaktighet. Cellenes karakteristikk, det vil si spenningen som funksjon av strømmen gjennom cellen, skulle så bestemmes. Utfordringen her var å velge stort nok spenningsområde og tegne en nøyaktig graf på millimeterpapir. Deretter skulle et kar med vann settes mellom lyskilden og solcellen, idet vannhøyden skulle varieres. Overraskelsen her var at effekten fra cellen faktisk ble større ved visse vannhøyder enn uten vann på grunn av refleksjoner og brytning i vannet. Essensielt her er at lyskilden gir svært lite infrarødt lys som absorberes i vannet (LED-lys).

Ingen av våre deltakere oppnådde plassering denne gangen, noe som ikke er helt uvanlig for norske deltakere med bare to år med fysikk i skolen.

Alle oppgavene med løsninger og resultatlister finnes på <http://ipho2013.dk/> Her fins også statutter, medlemsland og annen informasjon. Mer informasjon om fysikkolympiaden finnes på <http://www.mn.uio.no/fysikk/forskning/grupper/skolelab/fysikk-ol/>

Ikke bare fysikk

Finalen i fysikkolympiaden er en stor opplevelse for deltakerne. Det legges bevisst opp til sosiale aktiviteter der elevene får anledning til å møtes og bli kjent med ungdom med samme interesser fra hele verden. En av våre deltakere, Gjert Magne Kahrs Knutsen, sier det på denne måten:

"Det beste med den internasjonale fysikkolympiaden (IPhO) må være det faktum at hundrevis av spennende ungdommer fra hele verden, alle med interesse for fysikk, møtes for å – i tillegg til å konkurrere – sosialisere og danne vennskap. I tillegg til å få kulturell innsikt understrekes det at interessen for fysikk og vitenskap er universell og uavhengig av landegrenser. En viktig erfaring gjort i IPhO er at selv om man er blant landets beste i fysikk, så er man langt ifra blant de beste i verden. Denne erfaringen gir en inspirasjon til å jobbe videre med faget, og å være med så mange flinke ungdommer gir motivasjon til å bli enda bedre i fysikk. Alt i alt har det vært en fantastisk og utrolig kjekk opplevelse, samt en nyttig erfaring, å ha deltatt i IPhO!"

Neste fysikkolympiade (IPhO 45) skal arrangeres i Astana i Kazakhstan 13. til 21. juli 2014.

Øyvind Guldahl

∞

**Husk å melde
adresseforandring
til sekretæren
i NFS!**

Bokomtale

Kristian Fossheim: *Superconductivity: Discoveries and Discoverers*. Springer 2013, ISBN 978-3-642-36058-9 (36059-6 som eBook), (135 sider) 59,95 euro.

Oppdagelser i superledning gjennom 100 år, og menneskene bak

Kristian Fossheim gjorde i 2001–04 lange, personlige intervjuer med 10 nobelprisvinnere i fysikk som helt eller delvis hadde fått prisen for arbeider innen superledning. Bare litt av materialet ble brukt i Fossheims fagbok om superledning fra 2004 (K. Fossheim og A. Sudbø: *Superconductivity and Applications*, Wiley 2004). Årets bok har to mål: For det første den *menneskelige siden* og den *helt personlige* historien for hver enkelt. For det andre å binde sammen *historikken* og *ideene* for et av fysikkens aller mest spennende temaer.

Superledning ble oppdaget i 1911 av Heike Kamerlingh Onnes etter at han lyktes i å lage flytende helium i 1908. Neste store oppdagelse var meissnereffekten i 1933, at magnetfelt fortrenses helt ut av superledere av type 1. Den fenomenologiske GL-teorien for superledere (ved russerne Ginzburg og Landau) kom i 1950. Jeg tok selv doktograden på superledning i 1976, og brukte da GL-teorien for å tolke mine målinger. GL-teorien ble underbygget av den fullstendige, kvantemekanisk baserte BCS-teorien (Bardeen-Cooper-Schrieffer) i 1957. Beskrivelsen av type 2-superledere, med deres gitter av gjennomtrengende magnetfelt, kom på 1950-tallet med Alexei Abrikosov i en hovedrolle. De ulike tunneling-oppdagelsene til vår egen Ivar Giæver og Brian Josephson kom tidlig på 1960-tallet. Og til slutt, kom oppdagelsen av høytemperatursuperledere i 1986/87, av blant andre Alex Müller.

Følgende prisvinnere er med i boka (året for nobelprisen er angitt): Vitaly Ginzburg (2003), Alexei Abrikosov (2003), Leon Cooper (1972), John R. Schrieffer (1972), Ivar Giæver (1973), Brian Josephson (1973), Philip Anderson (1977), Pierre-Gilles de Gennes (1991), Johannes Bednorz (1987), og Alex Müller (1987).

I boka har hver av prisvinnerne fått sitt eget kapittel der de selv har ordet og uttaler seg helt personlig, og ofte forbausende åpent, om faget, om

gleder, og om frustrasjoner og faglige småkrangler. Hvis noen lurer på om her finnes noen oppskrift på hvordan en skal få nobelprisen, blir de skuffet. Tvert imot viser historiene at veien dit ofte kan beskrives som en *"random walk"*, en skikkelig virrevandring, der små tilfeldigheter førte til valg av fag, av institusjon og av sted osv.

Ivar Giæver kom ikke inn på elektrolinjen på NTH, blant annet fordi gymnaskarakteren i nynorsk var for dårlig! Han valgte en annen linje, og flyttet etter hvert til Canada der han kom inn i *General Electric*, hvor han gjorde sine banebrytende eksperimenter. Et felles trekk er likevel at prisvinnerne var svært gløgge og ganske tidlig modne intellektuelt. Abrikosov startet for eksempel som student da han var 15 år, og ble tatt inn i gruppen til Lev Landau 17 år gammel.

Etter 102 år er det fortsatt meget få anvendelser av superledning. Unntaket er der hvor det trengs meget sterke, vedvarende magnetfelt som kan produseres uten tap i superledende spoler. CERN er eksempel på dette. Prisvinnerne kommenterer dette og har ulike syn på hvorvidt superledning vil finne anvendelser i framtiden.

Boka er lagt opp på en fin måte med de personlige historiene i sentrum. I sum er dette en fascinerende bok som kan anbefales for fysikere. For legfolk blir det nok litt for mye fysikk i tekstene.

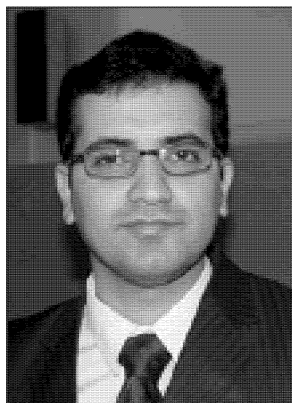
Hugo Parr

∞

HUSK Å BETALE
KONTINGENTEN!

Nye Doktorer

Morteza Esmaeili



MSc Morteza Esmaeili forsvarte 19. mars 2013 sin avhandling *X-ray Diffraction and Tomography Studies of Functional Organic Fibres* for PhD-graden ved NTNU.

Organiske fibre er svært viktige i tekstiler, men også i mikro- og nanoteknologi i organisk elektronikk. ColdWear er et tverrfaglig samarbeidsprosjekt mellom materialfysikk, fysiologi og elektronikk, etablert for å tilrettelegge for arbeid og idrett i kaldt klima. Å utvikle nye teknikker for å studere fukttransport i organiske materialer er da viktig og av stor vitenskapelig interesse.

Esmaeili har i sitt doktorarbeid benyttet nyvinninger innen koherent røntgenfysikk til å avbilde fibre i 2D og 3D. Optisk avbildning ved bruk av linser er svært vanskelig for røntgenstråling. Koherent diffraksjonsavbildning (CDI) er basert på at diffraksjonsmønsteret måles. For å skape et bilde, må faseinformasjonen med, og denne kan rekonstrueres ved hjelp av iterative algoritmer. En særlig interessant del av avhandlingen er studiet av silkefibre ved ulik luftfuktighet hvor CDI-tomografi er brukt til å avbilde porestrukturen i silkefibre med oppløsning ned mot 40 nm. Mengden av vann i porene og i fiberen forøvrig kunne måles og korreleres med sveling av fiberen. Metoden åpner for høyoppløste *in situ*-studier av væsketransport i granulære media og smelting av domener i polymerblandinger.

Arbeidet er utført ved Institutt for fysikk, NTNU, med førsteamanuensis Dag W. Breiby som veileder. Arbeidet ble finansiert av Forskningsrådet og norsk industri gjennom ColdWear.

∞

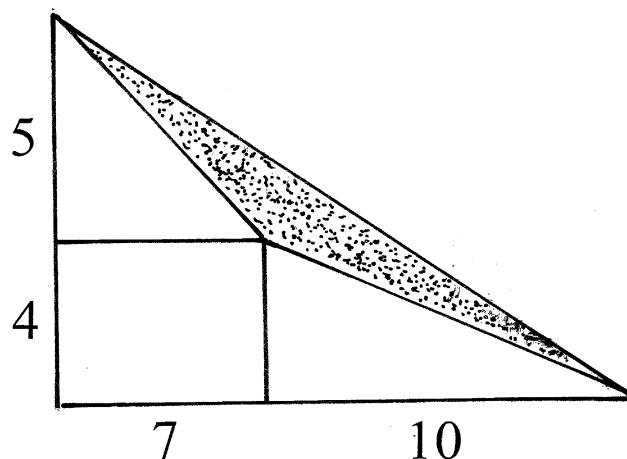
Trim i FFV

Løsning på FFVT 2/13

Innsjøareal

Oppgaven gikk ut på å finne, vha Pytagoras, arealet av en trekantet innsjø, der innsjøens sider også er sider i tre kvadratiske jordstykker på henholdsvis 370 m^2 , 116 m^2 og 74 m^2 .

Siden Pytagoras skal brukes er det naturlig å undersøke om de kvadratiske arealene kan skrives som en sum av to kvadrattall. Litt prøving gir at $370 = 17^2 + 9^2$, $116 = 10^2 + 4^2$, og $74 = 7^2 + 5^2$. Og siden $17 = 10 + 7$ og $9 = 4 + 5$, framstår følgende figur med tre rettvinklede trekanter:



Figuren viser at innsjøens areal framkommer som arealet $76,5 \text{ m}^2$ av den største rettvinklede trekanten, minus arealene 20 m^2 og $17,5 \text{ m}^2$ av de to mindre trekantene og arealet 28 m^2 av det rektangulære stykket. Innsjøens areal blir derved 11 m^2 .

FFVT 3/13

Fra selskapslivet

a) Vis at i ethvert selskap er det minst to personer som har det samme antall venner til stede.

b) Vis at i et selskap med seks personer vil det alltid være enten tre personer som er gjensidige venner, eller tre personer der ingen av dem er venner.

∞

Nytt fra NFS

Fysikermøtet 2013

Fysikermøtet 2013 ble arrangert 7.–10. august av Institutt for fysikk og teknologi, Universitetet i Bergen (UiB), og Avdeling for ingeniørutdanning ved Høgskolen i Bergen (HiB). Arrangementskomiteen, Anna Lipniacka (leder), Håvard Helstrup (HiB), Geir Ersland og Kjellmar Oksavik (UiB), hadde laget et meget interessant program både faglig og sosialt.

Plenumsforedragene første dagen (onsdag) var:

- Stefania Xella (Niels Bohr Institutet): *Higgs Particle and Beyond, results from the LHC*.
- Stephanie E. Combs (Heidelberg University Hospital): *Proton and Carbon Ion Radiotherapy: Biological, Technical and Clinical Rationale*.
- Nikolai Østgaard (Universitetet i Bergen): *Scientific programme of Birkeland Center for Space Physics*.
- Teresa Montaruli (University of Geneva): *High energy neutrino and gamma observatories, what do we learn about the Universe*.

Torsdag ble følgende plenumsforedrag gitt:

- Martin Landrø (NTNU): *Physics in Oil Exploration and Production*.
- Helge Kragh (Niels Bohr Institutet): *From the orbital Bohr atom to quantum mechanics*.

Disse ble etterfulgt av foredrag i parallellsesjoner og ekskursjon til Mongstad. Hjemturen derfra med "DS Oster" (bygd i 1908, og med dampmaskin fra 1927), vil bli husket lenge.

Fredag hadde vi dette plenumsforedraget:

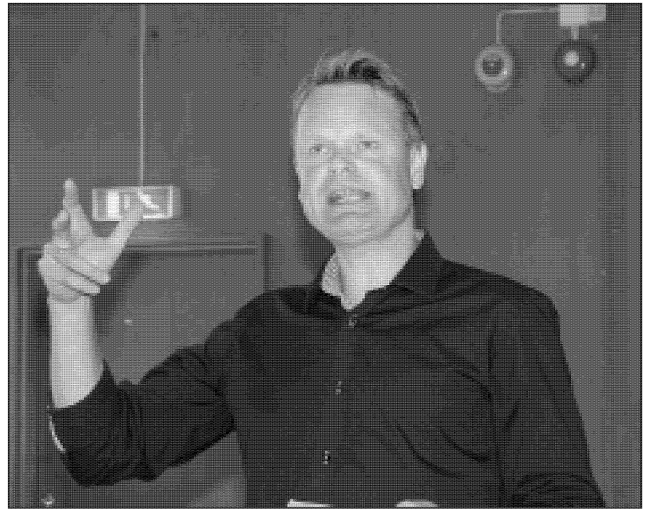
- Eric Mazur (Harvard University): *Nonlinear optics at the nanoscale*.

Dette ble etterfulgt av foredrag i parallellsesjoner, prisutdeling, årsmøte i NFS, og festmiddag på Hotel Terminus.

Prisutdelinger

Undervisningsprisen (15 000 kr) gikk til *Snorre Nordal* (UMB). Han omtales i nominasjonen som

"meget engasjert, fargerik, forsøksrik og rekrutterende, med et særlig talent for å formidle faglige budskap til elevene" (se figur 1).



Figur 1. Vinner av Undervisningsprisen, Snorre Nordal.

Vinghøgsprisen (15 000 kr samt et grafisk blad) ble tildelt *Håkon Sagberg* (GasSecure), *Thor Bakke* og *Mathieu Lacolle* (begge SINTEF), for utvikling av CDOE-teknologien som gjør det mulig å lage svært raske, energieffektive og følsomme gassensorer. Prisen ble overrakt av Vinghøgs administrerende direktør, *Bjørnar Godt Daae* (figur 2).



Figur 2. Vinnerne av Vinghøgsprisen (fra venstre): Thor Bakke, Mathieu Lacolle og Håkon Sagberg. Til høyre, Vinghøgs adm. dir. Bjørnar Daae.

Martin Landrøs pris for fremrafende mastergradsoppgave i fysikk, ble utdelt for første gang, og gikk til Anders Kvellestad, Institutt for fysikk og teknologi, UiB, og Tomas Kvalheim Eriksen, Fysisk institutt, UiO (se egen omtale).

Årsmøtet

På årsmøtet ble en søknad fra Alex Hansen, om opprettelse av en faggruppe i numerisk fysikk behandlet. Det ble besluttet å opprette et "Nettverk for numerisk fysikk" i påvente av en dokumentasjon av at antallet interesserte er sammenlignbart med de eksisterende faggruppene.

De fleste faggruppene kunne rapportere om valg av nytt styre.

Nytt æresmedlem. Selskapet utnevnte *Karl Torstein Hetland* til æresmedlem for hans eksepsjonelle innsats i videregående skole og for Norsk Fysikklærerforening.

Ny president og visepresident. *Åshild Fredriksen* (UiT) ble valgt til ny president i NFS, og *Are Raklev* (UiO) ble valgt til ny visepresident, begge fra januar 2014.

Undervisning

Siste dagen var viet undervisning og hadde disse plenumsforedragene:

- Rolf Vegar Olsen (Universitetet i Oslo): *Validity, reliability and other requirements for high quality tests and exams.*
- Eric Mazur (Harvard University): *Confessions of a Converted Lecturer.*

Faggruppene arrangerte torsdag og fredag parallellsesjoner med spennende presentasjoner fra forskningsfronten, de fleste av PhD-studenter. Det ble også holdt årsmøter og valg i faggruppene.

Sasha Mehlhase (Niels Bohr Institutet) ledet bygging av en LEGO-modell av ATLAS-detektoren (9517 klosser). Modellen ble satt sammen av entusiastiske ungdommer under møtet.

Selskapet retter en stor takk til arrangementskomiteen for et meget vellykket fysikermøte. Neste store fysikermøte vil bli arrangert ved NTNU i 2015. Dette vil samtidig bli et Nordisk fysikermøte i serien som begynte i København i 2009 og har fortsatt med møter i Helsinki i 2011 og i Lund i 2013.

Per Osland
president i NFS

∞

Nye medlemmer

Andersen, Haakon ; student NTNU

Bakke, Anne Mari; Nordahl Grieg vgs.

Bardalen, Eivind; Sonans vgs., Drammen

Bauer, Dag Vidar ; student NTNU

Dahle, Ørjan; student UiB

Dal, Lars Andreas; student UiO

Febri, Maria Immaculata Maya; HIST

Haarr, Anders; student UiS

Hjelmeland, Svend E.; Langhus, Akershus

Høyem, Sirin Figenschou; Honningsvåg

Kvellestad, Anders; student UiO

Mærli, Morten Bremer; Oslo

Poormohammadi, Mahdi; student UiB

Raabe, Jo; Kongsvinger

Sjøstrøm, Dag-Morten; student NTNU

Skjæveland, Åsmund; UiO

Skogge, Nicolas; student NTNU

Stieng, Lars Einar; student NTNU

Zaliecckas, Justas; student UiB

∞

Skriv i
Fra Fysikkens
Verden!

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



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. 1900.

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, møtereferater 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 svart/hvitt med en spaltebredde på 8,6 cm. Av økonomiske grunner vil bilder bare i spesielle tilfeller trykkes i farger. Figurene 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 artiklene. De må være teknisk gode og kan trykkes i farger.

KORREKTUR: Forfatterne får tilsendt korrektur som må returneres snarest. Det må ikke gjøres unødige endringer i korrekturene.

Norsk Fysisk Selskap

STYRE

President:

Professor Per Osland

Inst. for fysikk og teknologi, UiB

e-post: per.osland@ift.uib.no

Visepresident:

Professor Åshild Fredriksen

Inst. for fysikk og teknologi, UiT

e-post: ashild.fredriksen@uit.no

Styremedlemmer:

Professor Jon Otto Fossum

Institutt for fysikk, NTNU

Professor Håvard Helstrup

Høgskolen i Bergen

Professor Ulf R. Kristiansen

Inst. for elektronikk og telekom., NTNU

Postdoktor Eirik Malinen

Radiumhospitalet, Oslo

Førsteaman. Kjartan Olafsson

Inst. for fysikk og teknologi, UiB

Professor Jon Samseth

Høgskolen i Akershus, Lillestrøm

Lektor Morten Trudeng

Asker videregående skole

Selskapets sekretær:

Cand.scient. Trine Wiborg Hagen

Fysisk institutt, UiO,

Pb. 1048 Blindern, 0316 Oslo.

e-post: nfs@fys.uio.no

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

Førstelektor Ellen K. Henriksen,

Fysisk institutt, UiO

Professor Morten Førre

Inst. for fysikk og teknologi, UiB

Ekspedisjonsadresse:

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 120 kr. (Studenter 60 kr.)
Løssalg 40 kr. pr. nummer.