

Fra Fysikkens Verden



De største objektene i Kuiperbeltet i relasjon til jorda
(Se artikkel om kavliprisen i astrofysikk)

Nr. 3 – 2012
74. årgang

Utgiver:
Norsk Fysisk Selskap

Redaktører:
Øyvind Grøn
Marit Sandstad

Redaksjonssekretær:
Karl Måseide

Innhold

Lars Bugge m.fl.:	
Er higgsbosonet funnet?.....	64
Einar Grønvoll og Øyvind Grøn:	
Luftspeilinger.....	72
Lars Egil Helseth	
Fysikk og norsk oljeproduksjon. .	77
Fra Redaktørene	58
In Memoriam	58
Ivar Svare (1931-2012)	
FFV Gratulerer.....	60
Finn Ravndal 70 år	
Leif Veseth 70 år	
UiOs Læringsmiljøpris til Cathrine W. Tellefsen	
UiOs Forskningspris til Mats Carlsson	
Fra Fysikkens Historie.....	81
Planar om nordlysrakettar frå skip ved norskekysten	
Hva skjer.....	84
Kavliprisen i astrofysikk	
Kavliprisen i nanofysikk	
Debatt	88
Forbud mot glødelamper	
Nytt fra NFS.....	89
Det lille fysikermøtet	
Martin Landrøs pris for masteroppgaver i fysikk	
Nye Doktorer	90
PhD Magnar Gullikstad Johnsen	
PhD Iver Bakken Sperstad	
Trim i FFV.....	91

Fra Redaktørene

Den 4. juli 2012 annonserte to store grupper av eksperimentalfysikere ved CERNs partikkelakselerator LHC, at det nå er stor sannsynlighet for at higgspartikkelen er oppdaget – 48 år etter at dens eksistens ble forutsagt av Peter Higgs og andre.

Norske forskere har vært med på arbeidet bak oppdagelsen av en partikkel som mange tror er higgspartikkelen. I dette nummeret av FFV presenterer de higgspartikkelen, dens betydning og mulige oppdagelse i en artikkel med den forsiktige tittelen: "Er higgsbosonet funnet ved LHC?" De norske fysikerne ønsker å stå for det de sier, og ekstraordinære oppdagelser krever ekstraordinære bevis.

Med entusiasme og inspirasjon sier fysikerne at det er nå arbeidet begynner for alvor. I første omgang skal det gjøres flere observasjoner for å undersøke om partikkelen man har funnet virkelig har de egenskapene man forventer av higgspartikkelen. Man er ennå ikke helt sikre på om det er higgspartikkelen som er funnet. Fysikerne vil i tiden fremover utforske hyppigheten av ulike måter den nyoppdagete partikkelen spalter seg på, og utarbeide de teoretiske konsekvensene av det man finner.

I 17.-augustnummeret av *Physical Review Letters* kom det en rapport om nye funn fra Tevatronakseleratoren i USA. Der har man observert tegn til at higgspartikkelen kan omdannes til to kvarker. Hvis dette blir bekreftet, er det svært interessant. For det ville være det første tegnet på at higgsmekanismen ikke bare gir kraftoverføringspartikler som W- og Z-bosonet masse, men også gir masse til partikler som materien består av – nemlig kvarker.

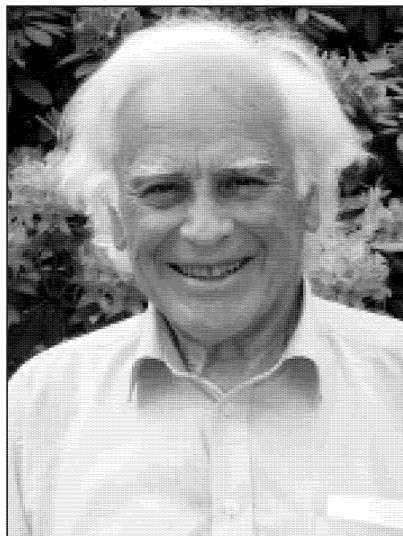
Uten higgsmekanismen ville ikke standardmodellen for elementærpartiklene vært en akseptabel teori. Den ville da ha forutsagt at den svake kjernekraften har lang rekkevidde i konflikt med det vi observerer. Higgsmekanismen redder standardmodellen for elementærpartiklene – en teori som er avgjørende for at vi kan si at vi har en dyp forståelse av materien. Det er dette som gjør higgspartikkelen så viktig.

Øyvind Grøn

∞

In Memoriam

Ivar Svare (1931–2012)



Professor emeritus ved Institutt for fysikk ved NTNU, Ivar Svare, gikk bort 18. august nær 81 år gammel, etter en tids sykdom.

Ivar Svare var født 29. oktober 1931 og vokste opp på Eidsvoll. Barndommen ble tilbragt ved Eidsvoll Landsgymnas der begge foreldrene var lektorer. Han tok artium ved Eidsvoll Landsgymnas i 1950 med det som sannsynligvis må ha vært det sterkeste resultatet det året. Etter et påfølgende år der han tjenestegjorde i Tysklandsbrigaden, stasjonert i Schleswig, begynte Svare på sin utdanning til sivilingeniør ved Linjen for teknisk fysikk ved Norges Tekniske Høgskole, litt utpå høsten 1951. Han var ferdig utdannet der i 1955. Den gangen var Linjen for teknisk fysikk nokså ny og liten, men konkurransen om å komme inn der var stor, og samtlige ni studenter som begynte der det året var toppstudenter. Det samme kan sies om studentene i årsklassene over og under Svare, og det var derfor et meget stimulerende miljø for en vitebegjærlig ung student å komme inn i. Studiet var hardt og krevde mye, men til tross for dette hadde Svare likevel kapasitet til å være formann i Studentersamfundet våren 1955. Sin entusiasme for Studentersamfundet og studentlivet i Trondheim, og da særlig ved NTH, bar han med seg resten av livet. Når studentvisene fra NTH skulle synges ved festlige anledninger, var Svare en selvskreven forsanger.

Etter endte studier arbeidet Svare som vitenskapelig assistent hos professor Sverre Westin, fra

høsten 1956. Her fattet han interesse for det som skulle bli hans senere forskningsfelt i all hovedsak, såkalt kjernemagnetisk resonans. Her utnyttet det faktum at atomkjerner er magnetiske, og at de både kan motta og sende ut målbare elektromagnetiske signaler når de i stort antall, som i et fast stoff eller en væske, er plasserte i et magnetfelt. Nobelprisen i fysikk var i 1952 blitt tildelt F. Bloch og H. Purcell for denne nye og avanserte teknikken til å studere egenskaper til væsker og faste stoff. I dag er metoden utviklet til et uvurderlig hjelpemiddel i medisinsk bildediagnostikk, populært kalt MR, også denne belønnet med en nobelpris, i 2003.

Svare innså snart at han for å kunne utvikle seg videre som fysiker, måtte reise utenlands. Det opplagte valget var de stimulerende fagmiljøene i USA, og valget stod mellom Columbia University i New York og Harvard University i Boston. Valget falt på Harvard, dit han dro i 1958 for å ta doktorgrad med støtte fra Fulbrightforeningen og NTH. Den gangen fløt fysikk instituttet ved Harvard nærmest over av nobelprisvinnere, slik det også gjør i dag, og Svare var siden stolt av at han på egen hånd klarte å plukke ut to forskere der som han ønsket å jobbe med, som den gangen ikke var spesielt godt kjente, men som siden begge fikk Nobelprisen i fysikk. Disse var Charles Townes (nobelpris i 1964 for laseren/maseren), og Nicolaas Bloembergen (nobelpris i 1981 for utviklingen av laserspektroskopi). Valget falt til slutt på den ti år eldre nederlenderen Bloembergen som veileder for doktorgraden, og vennskapet de stiftet den gang holdt livet ut.

I 1962 vendte Svare tilbake til NTH, der han fikk fast stilling. Han ble utnevnt til dosent i 1965, og til professor i 1983. Han ble dermed en av pionerene innen faste stoffers fysikk ved NTH. Han hadde ellers verv både som styrer for Fysikkseksjonen og formann for Almenavdelingen. Han la ned en betydelig innsats ved planleggingen av utbyggingen på Dragvoll. Han var altså knyttet til NTH/NTNU hele sitt yrkesaktive liv. I tillegg til sin forskningsaktivitet utførte Svare et betydelig arbeid i å forelese faststoff-fysikk for flere generasjoner av fysikkstudenter ved Linjen for teknisk fysikk ved NTH. Mye av Svare sin forskning dreide seg etter hvert i teoretisk retning, siden ressursene til kostbart eksperimentelt utstyr var meget knappe i hele perioden 1960–1990, for å si det veldig pent. Svare hadde heller ikke en personlighet som fremmet egne prosjekter på noen aggressiv måte. Han var tvert imot en utpreget vennlig person, av kollegaer karakterisert som snill.

Det forhindret imidlertid ikke at Svare kunne synge ut om ulike saker når han så et behov for det. Det gjorde han til gangs da den ”moderne matematikken” ble utprøvd i barne- og ungdomsskolen fra 1971. Da skulle elever helt ned i barneskolen lære matematikk på et abstraksjonsnivå som gjorde praktisk regning til nær en umulighet for denne aldersgruppen. Svares lange leserbrev til Adresseavisen i april 1972, utløste et protestras mot denne meningsløse undervisningen, og norsk skole ble spart for å gå videre på dette blindsporet.

Svare var en samfunnsengasjert person med store historiekunnskaper, noe som kom godt med i debattene han deltok i. I tråd med dette tok han i flere år et personlig ansvar for å holde ved like Gløshaugens Akademiske Klubb. Han var innvalgt medlem av både Det Kongelige Norske Videnskabers Selskab og Norges Tekniske Vitenskapsakademi, og var en flittig deltaker i akademimøter begge steder.

Ivar Svare var en markant personlighet ved NTH/NTNU igjennom en mannsalder. Likevel var han svært beskjeden på egne vegne. Det er fristende å bruke hans egne ord for å oppsummere hans syn på egen tilværelse: ”En gang ble jeg bedt om å la meg intervju av en psykolog som skulle finne ut hvordan utenlandske studenter trivdes ved Harvard, og hvilke personlige vansker de hadde. Men da jeg sa at jeg hadde det veldig bra på alle måter, så jeg hvordan hun ble litt skuffet, og hun prøvde gjentatte ganger uten hell å få meg til å medgi at visse ting kunne vært bedre. – Og nå når jeg prøver å skrive sammen mine minner fra barndom og ungdom, må jeg gang på gang tenke over hvor heldig jeg har vært i livet med alle ting.”

Ingen som kjente Kari og Ivar og familien, kunne unngå å merke seg de nære og gode relasjonene i denne familien. Våre tanker går spesielt til Kari som nå må tåle det tunge tapet av sin kjære Ivar.

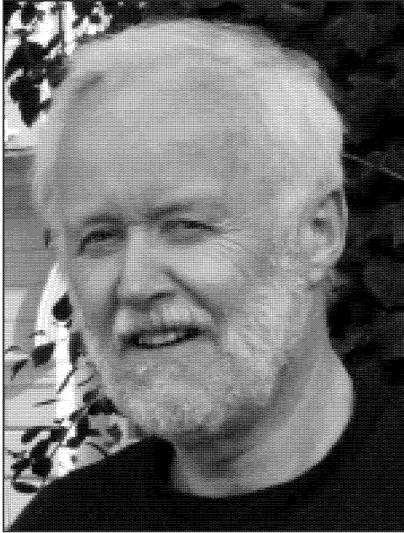
For venner og kollegaer ved Institutt for fysikk,
NTNU

Asle Sudbø og Kristian Fossheim

∞

FFV Gratulerer

Finn Ravndal 70 år



En markant og artikulert personlighet i norsk teoretisk fysikk, professor Finn Ravndal ved Universitetet i Oslo, fylte 70 år den 24. august i år. Vi ønsker herved å stille oss i rekken av gratulanter!

Finn vokste opp i Molde, tok examen artium ved Molde gymnas i 1961, og begynte deretter sine studier ved NTH, Linjen for teknisk fysikk. Hans spesielle evner innen teoretisk fysikk kom tidlig til uttrykk. Det var derfor naturlig at han i de senere faser av studiet kom i kontakt med NTHs Institutt for teoretisk fysikk, ledet av den velkjente professor Harald Wergeland.

Finn leverte sin diplomoppgave våren 1966, om γ_5 invarians i svak vekselvirkning, med professor Haakon Olsen som veileder. Senere ble Finn værende ved instituttet fram til 1968. Med Wergeland som veileder skrev han en avhandling om symmetrier i klassisk mekanikk som også førte til hans første publisering. For dette arbeidet ble han tildelt graden Lic.techn. (senere omdøpt til Dr.ing.). På denne tid ble han også interessert i Kleins paradoks. Wergeland hadde lenge vært opptatt med dette paradokset og forsøkte å forklare det med den helt nye Veneziano-amplituden for partikkelspredning. Finn kom imidlertid selv til å arbeide aktivt med dette paradokset først 12 år senere, og da sammen med Alex Hansen som på den tid var hans student.

Finn forsto ganske tidlig at den nye kvarkmodellen var en viktig utvikling i moderne fysikk, og ønsket å arbeide med denne. Han søkte derfor

om forskningsstipend til USA. Med sine gode anbefalinger kunne han velge mellom flere amerikanske universiteter, og valgte California Institute of Technology (Caltech), på grunn av – som Finn sier selv – institusjonens store tetthet av fremragende fysikere! Forbausende nok viste det seg likevel i den første tiden at det ikke var noen stor generell interesse for kvarkmodellen der borte – mesteparten av fakultetets diskusjoner dreide seg om Veneziano-modellen og beslektede emner.

Den følgende begivenheten skulle imidlertid bli skjellsettende for Finn: En dag sto en smilende Richard Feynman i døren og sa: *"Hi Finn, I'm Dick Feynman. What's this quark model you are working on?"* Dette møtet skulle føre til et nært samarbeid og personlig vennskap mellom disse to. Så det var altså Finn som ble den som kom til å forklare legenden Feynman hva kvarkmodellen var, og hvordan den kunne brukes til å beregne målbare overgangsamplituder mellom forskjellige hadrontilstander. De to kom godt ut av det med hverandre; Finn ble i praksis Feynmans assistent og nære medarbeider, og de delte lunsjbord på instituttet daglig i de påfølgende fem år, hele den tid Finn oppholdt seg ved Caltech. De skrev bl.a. en artikkel sammen om den relativistiske kvarkmodellen med Mark Kislinger som tredjeforfatter (R.P. Feynman, M. Kislinger & F. Ravndal; Phys. Rev. D **3**, 2706 (1971)). Denne artikkelen har per dags dato hele 775 siteringer på databasen ISI Web of Science. Finn har for øvrig skrevet en meget interessant artikkel om sin mangeårige kontakt med Feynman (F. Ravndal; Int. J. Mod. Phys. A **8**, 4369 (1993)). Finn tok sin PhD-grad ved Caltech i 1971, med Feynman som *de facto* veileder, og ble ved Caltech til 1974.

Finn ønsket seg etter hvert tilbake til hjemlige trakter, og etter to år som seniorforsker ved NORDITA i København i perioden 1974-76, ble han tilsatt som professor i teoretisk fysikk ved Universitetet i Oslo i 1976. Han har siden vært ved UiO, og gjort en meget solid innsats som forsker og som foreleser og veileder for studenter. Noen av oss har vært sensor for hans hovedfagskandidater en rekke ganger, og er mer enn én gang blitt imponert over disse avhandlingenes faglige nivå.

Da Finn kom til UiO startet han umiddelbart opp et kurs i generell relativitetsteori. I sammenheng med dette laget han et omfattende kompendium på over 500 sider av høy kvalitet. Hans forelesninger var inspirerende og ble fulgt av mange. Det er ingen stor overdrivelse å si at Finn Ravndal innførte generell relativitetsteori til Norge.

Finn er kjent for sine omfattende kunnskaper om de forskjellige grener av fysikken og sin vilje til å følge utviklingen av ny grunnleggende fysikk. I begynnelsen av hans karriere var gruppeteori "kongen" i teoretisk fysikk. Finn bidro til denne, men påpekte også at dette var en metode som Pauli allerede hadde brukt i kvantemekanikkens første år, og ville videre til upløyd mark.

Tiden da Finn var ved Caltech falt sammen med kvarkmodellens oppblomstring og verifikasjon, og her ga Finn viktige bidrag. Han arbeidet også med elektrodynamikk der han kom med nye innspill til diskusjonen om energi-impulstensoren i medier. Da astrofysiske observasjoner ble et viktig supplement til akseleratorbasert fysikk, orienterte han seg mot astropartikkelfysikk og kosmologi.

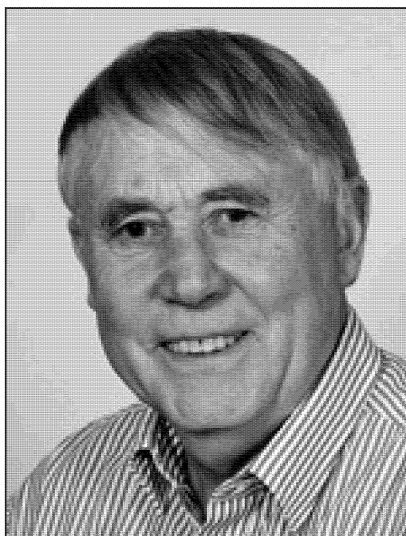
Finn er antagelig den mest altomfattende teoretiske fysiker i Norge i dag – og er også kjent for sine meningers mot. Han har satt tydelige spor etter seg via mange studenter som i dag er framstående forskere, og ved sin innflytelse på den nordiske arenaen, f.eks. gjennom institusjoner som NORDITA og CP3-origins og mange faglige komiteer.

Vi ønsker Finn Ravndal til lykke med jubileet, og likeledes ønsker vi ham mange gode og aktive år framover!

Iver H. Brevik, Øyvind Grøn, Kåre Olaussen og
Per Osland

∞

Leif Veseth 70 år



Professor Leif Veseth ved Fysisk institutt, UiO, fylte 70 år 19. juli. Han hadde da vært ansatt der siden 1973.

Leif Veseth disputerte for Dr.philos.-graden i 1971 med avhandlingen *Fine structure in the electronic spectra of diatomic molecules*. Der utviklet han kvantemekaniske modeller for ulike vekselvirkninger i toatomige molekyler. Resultatene ble sammenliknet med eksperimentelle data. Avhandlingen er på to måter karakteristisk for mye av forskningen som skal komme: Problemene behandles teoretisk på atom- og molekylnivå, gjerne motivert av internasjonalt samarbeid med eksperimentalister eller med utgangspunkt i et gjennomført eller foreslått eksperiment.

Eksperimentelle fremskritt på 1970- og 80-tallet gjorde det mulig å oppløse flere linjer i molekylspektrene. For å kunne sammenlikne disse med de teoretiske modellene var det nødvendig å gjennomføre numeriske beregninger som krevde datakraft langt utover det som da var tilgjengelig. Ønsket om høy nøyaktighet kombinert med fornuftig regnetid krevde smarte beregningsmetoder. Leif utviklet dataprogrammer som ble internasjonalt ledende innenfor dette feltet. Faktisk er det slik at mange av dagens kommersielle programpakker fortsatt ikke kan gjøre tilsvarende beregninger.

De siste tyve årene har det vært en rivende utvikling i atom- og molekylfysikk. Atomære gasser og utvalgte molekyler kan nå avkjøles til rundt én milliondels kelvin. Dette har ført til en rekke spennende oppdagelser. Leif har vært, og er, stadig aktiv på dette feltet. Senest for ett år siden publiserte han en stor artikkel om innfangning av toatomige molekyler i en stående lysbølge (*optical lattice*). I denne artikkelen peker han på ukjente egenskaper ved disse systemene som eksperimentalistene kanskje kan utnytte. Men dette representerer på ingen måte slutten på Leifs aktive forskningskarriere. I skrivende stund arbeider han med et nytt prosjekt.

Leif har også veiledet et betydelig antall studenter. En hovedfagsstudent beskrev Leifs innsats som veileder i oppgaven sin som "...langt utover det man kan forvente". Jeg tror ikke jeg er alene når jeg påstår at man som student i stor grad opplever å studere *med* og ikke *under* Leif Veseth. Dog tror jeg nok også det er slik at Leifs interesse for en students problem ofte er proporsjonal med problemets vanskelighetsgrad.

Alle som kjenner til livet ved Fysisk institutt vet hvilken formidabel innsats Leif Veseth har lagt ned på undervisning i mange år, ofte som foreleser for store og viktige emner, og alltid med logisk oppbygde og godt forberedte forelesninger. Kombinert med en genuin interesse for studentenes læring er Leif derfor en populær foreleser.

Leif har også hatt en rekke verv ved Fysisk institutt. Gjennom dette arbeidet har han bidratt til å forbedre og fornye studietilbudet.

Vi gratulerer Leif Veseth med 70-årsdagen og ønsker han mange gode år som forskende pensjonist!

Marius Lysebo

∞

UiOs Læringsmiljøpris til Cathrine Wahlstrøm Tellefsen



Universitetslektor Cathrine Wahlstrøm Tellefsen ble tildelt Universitetet i Oslos pris for godt læringsmiljø på årsfesten til Universitetet, 31. august. Hun fikk prisen for sitt arbeid med FYS 1000, Gruppelærerseminaret og læringsmiljøet ved Fysisk institutt og ved Det matematisk-naturvitenskapelige fakultet.

FYS 1000: Fysikk – basisfag for naturvitenskap og medisin, er et begynnerkurs i fysikk for studenter som ikke skal fortsette med fysikk, men som trenger grunnleggende fysikk i sine studier. Kurset er instituttets største og har mer enn 300 studenter med svært ulik faglig bakgrunn og med ulike utdanningsmål. Siden de fleste studentene på kurset har liten erfaring med fysikk fra videregående skole, ble det besluttet å hente inn en erfaren lektor med kompetanse i å undervise en slik gruppe. Cathrine Wahlstrøm Tellefsen ble ansatt høsten 2010 for å utvikle et bedre FYS 1000-kurs, og for å ta ansvar for undervisningen på kurset. Hun kom fra lektorstilling i videregående skole og lærebokarbeid.

Det var viktig at det nye kurset skulle tilpasses behovet til kjemikere, biologer, medisinere og and-

re. Cathrine la ned et omfattende arbeid med å planlegge kurset med et bredt og variert tilbud til studentene. Hun hentet inn en rekke nye eksempler og oppgaver om hvordan fysikk anvendes innen ulike fagområder. Resultatet ble et helt nytt kurs både i innhold og pedagogisk tilrettelegging, og undervisningen fikk et høyt faglig og pedagogisk nivå og en profil som var tilpasset den heterogene studentgruppen. Ett av tiltakene var bruk av gjesteforelesere som holdt populære forelesninger fra sine spesialfelt for å vise hvordan fysikk er fundamentalt innenfor mange fagområder. Bruk av demonstrasjoner og "summegrupper" der studentene oppfordres til å diskutere med sidemannen, er også blant grepene Cathrine har tatt for å skape variasjon og øke studentenes engasjement; og hun har fått uvanlig gode tilbakemeldinger fra studentene.

Cathrine tok også initiativ til et seminar for alle gruppelærerne på MN-fakultetet. Hensikten var å gi deltakerne pedagogisk og didaktisk kompetanse, og å skape en arena for utveksling av erfaring fra undervisningen.

Cathrines nære kontakt med studentene, hennes imøtekommende og inkluderende stil og varierte undervisningsmetoder, har bidratt til å gjøre FYS 1000 til en suksess og til å inspirere kolleger ved Fysisk institutt til videre arbeid med læringsmiljø og metoder i undervisningen. Vi gratulerer!

Carl Angell og Ellen K. Henriksen

∞

**HUSK Å BETALE
KONTINGENTEN!**

UiOs Forskningspris til Mats Carlsson

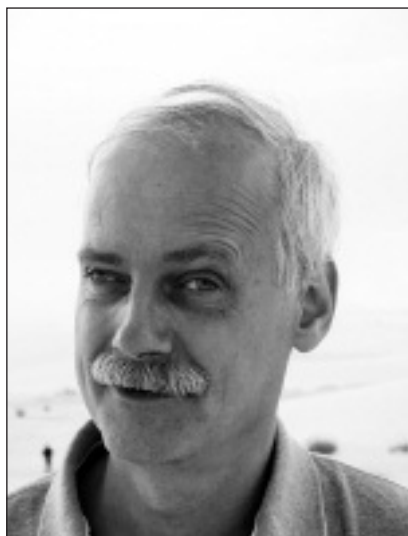


Foto: Rob Rutten

Professor Mats Carlsson ved Institutt for teoretisk astrofysikk, Universitetet i Oslo, er tildelt Universitetets forskningspris for 2012. Prisen gis til forskere som har utmerket seg ved fremragende forskning, er nasjonale ledere på sitt fagfelt, og anerkjent av ledende utenlandske fagmiljøer.

Som solfysiker kartlegger Mats Carlsson strukturer og prosesser i solas ytre lag. Det gjelder særlig å skjønne hvordan energien transporteres nedefra, gjennom kromosfæren og ut i koronaen, og varmer opp denne til 1 million grader eller mer. Da må de beste observasjoner av spektrallinjene i sollyset sammenlignes med realistiske beregninger av linjenes intensiteter og profiler.

Inntil midten av 1980-årene var slike beregninger ikke mulig å utføre. Populasjonen i de relevante energinivåene til atomer og ioner avhenger ikke bare av den lokale temperaturen, men også av strålingen fra naboområder med en helt andre temperaturer. Skall strålingen beregnes, må man derfor kjenne strålingsfeltet på forhånd. Iterative løsninger fantes for romlig en-dimensjonale modeller, men de var tilnærmede, urealistiske, konvergente meget langsomt, og var derfor ikke brukbare.

Mats utviklet nye metoder for samtidig å løse ligningene for strålingstransport og statistisk likevekt, metoder som var mye raskere og lot seg generalisere til tre dimensjoner. Strålingsberegningene ble videre koblet til magneto-hydrodynamiske bevegelsesligninger for gassen. Dermed er det mulig

å bestemme hele solatmosfærens struktur og bevegelsestilstand ved å sammenligne med observasjoner.

Mats og hans medarbeidere har derfor benyttet de beste instrumenter på bakken og i rommet samt bidratt til utvikling av nye instrumenter og reduksjonsmetoder. Kombinasjonen av teoretiske beregninger og avanserte observasjoner har gitt instituttet en enestående internasjonal slagkraft innen fagfeltet.

I sin virksomhet har Mats evnet å knytte til seg dyktige medarbeidere i utlandet og i Norge – studenter, stipendiater og professorer. Kollegene verdsetter ham høyt som samarbeidspartner og ledende aktør i et grunnleggende felt innen astrofysikken.

Jeg ble kjent med Mats i begynnelsen av 1980-årene mens han arbeidet på sin svenske doktorgrad i Oslo. Ganske snart sto det klart for meg at han var en enestående forsker av første rang. I dag er dette allment kjent blant verdens solforskere.

Vi gratulerer Mats Carlsson med prisen og takker for det han har tilført norsk astrofysikk!

Olav Kjeldseth-Moe

∞

Studér
fysikk!

Er higgsbosonet funnet ved LHC?

L. Bugge, A. Lipniacka**, F. Ould-Saada*, A.R. Raklev*, A.L. Read*, L. Smestad*, B. Stugu***

Den 4. juli i år stod jubelen i taket på CERN, det europeiske laboratoriet for partikkelfysikk, ved den fransk-sveitsiske grensen nær Genève. På et seminar kunn- gjorde de to største eksperimentene ved Large Hadron Collider (LHC), ATLAS og CMS, eksistensen av en ny elementærpartikkel. Dette kan være den lenge ettersøkte Higgs-partikkelen.

For nesten et halvt århundre siden ble idéen om at universet er fylt av et skalarfelt som kan forklare hvorfor fundamentale partikler ikke er masse- løse født. Senere ble dette en del av den utrolig suksessrike standardmodellen for partikkelfysikk. I juli 2012 gjensto bare én ubekreftet forutsigelse fra denne teorien; at det finnes en massiv partikkel med de samme kvantemekaniske egenskapene som vaku- umet: higgsbosonet. Det å underbygge eller falsi- fisere denne forutsigelsen er et av hovedmålene for fysikkprogrammet til LHC.⁽¹⁾

Hvorfor Higgs?

Higgfeltet, bosonet og deres egenskaper er kritisk for vår forståelse av universets grunnleggende struk- tur. Det er vanlig å si at vi trenger Higgfeltet for å gi masse til elementærpartiklene, men merk at massen vår, massen til protonene og nøytronene i atomkjernen, for det meste skyldes bindingsener- gien mellom kvarkene, og ikke den massen higgs- feltet gir til kvarkene. Imidlertid er elementærpar- tiklenes masse essensiell for at atomer i det hele tatt skal dannes i det tidlige universet. Uten masse reiser alle partikler med lysets hastighet. For å forstå problemet knyttet til masse må vi se litt på hvor- dan vi beskriver moderne fysikk gjennom felter og symmetrier, sentrale byggestener i vår forståelse av den subatomære verdenen.

Forklaring på forkortelser og symboler

SM	Standardmodellen for partikkelfysikk
ID	Indre spordetektor
eV	Elektronvolt (enhet for energi, bevegelsesmengde og masse)
p	proton
pp	proton-proton
J/ψ	Meson bestående av $c\bar{c}$ -kvarker
H	Higgspartikkelen
m_H	Massen til higgspartikkelen
γ	Foton
g	Gluon
$W^\pm$	W -boson
Z	Z -boson
ν	Nøytrino
l	Lepton (elektron e , eller muon μ)
τ	Tau lepton
$q (\bar{q})$	q -kvark (anti- q -kvark), f.eks. b -kvark
$H \rightarrow XX$	Higgspartikkelen blir omskapt til XX , hvor X kan være partikler som over
μ	Signalstyrke i forh. til SM-signalstyrke
$\hat{\mu}$	Verdien av μ funnet i tilpassn. til data
p_0	Sannsynlighet for at bakgrunnen kan gi slik signal-liknende data
σ	Signifikans av avvik (en-til-en med p_0)

Vi begynner med begrepet "felt", introdusert av Michael Faraday. Hans fiktive kraftlinjer stråler ut i rommet fra ethvert ladd legeme, og påvirker alle andre elektrisk ladde legemer i rommet. Begrepet viste seg å være svært nyttig og ble overført til andre deler av fysikken. Meteorologer benytter vindfelt i sine værvarslinger. Beregninger av gravitasjonsfelt er nødvendig for å skyte satellitter ut i verdensrom- met. Og det var Maxwell som viste at det elektro- magnetiske feltet manifesterer seg som bl.a. synlig lys.

I kjølvannet av kvantemekanikken ble det også utviklet en såkalt *kvantefeltteori* for lyset selv. Her kan lyset beskrives som feltpartikler, masseløse fotoner, som fører til krefter (vekselvirkninger)

* Fysisk institutt, Universitetet i Oslo.

** Institutt for fysikk og teknologi, Universitetet i Bergen

mellom elektrisk ladde partikler. Teorien fikk navnet kvanteelektrodynamikk (*"quantum electrodynamics"*), eller QED, og har sin opprinnelse i arbeider av Hans Bethe, Freeman Dyson, Richard Feynman, Julian Schwinger og Sin-Itiro Tomonaga på slutten av 1940-tallet. Den forutsatte også eksistensen av antimaterie, og er etterprøvd eksperimentelt med ekstremt stor presisjon.

Den elegante matematiske bakgrunnen for QED er at i kvantemekanikken kan man rotere bølgefunksjonen som beskriver enkeltpartikler med en vilkårlig vinkel i det komplekse planet uten å endre på fysikken. Dette fordi alle målbare størrelser bare inneholder absoluttverdien av bølgefunksjonen. Vi begynner med en kvantefeltteori som inneholder ladde partikler, f.eks. elektroner, og så setter vi denne symmetrien, eller invariansen om du vil, som et ufravikelig krav. Om vi nå også lar rotasjonen avhenge fritt av i hvilken posisjon man ser på feltet til elektronene, så dukker det elektromagnetiske feltet og det masseløse fotonet automatisk opp. Denne type feltteorier kalles for *gaugeteorier*. Resultatet i QED er at Maxwells velkjente ligninger faller ut kun som et resultat av å kreve denne *gaugeinvariansen*. Feynman, Schwinger og Tomonaga fikk en velfortjent Nobelpris for dette arbeidet i 1965.

Imidlertid hadde den japanske fysikeren Yukawa allerede i 1935 kommet med en modell for å forstå kjernekreftene gjennom utveksling av felpartikler med masse. Denne modellen ga en naturlig forklaring på hvorfor kjernekreftene har kort rekkevidde. Det tilhørende potensialet blir nemlig beskrevet som

$$V(r) = -\frac{g^2}{r} e^{-k_m r}, \quad (1)$$

altså det velkjente Coulombpotensialet, modifisert med en eksponentiell dempningsfaktor som avhenger av massen, m , til utvekslingspartikkelen og avstanden r . Styrken til vekselvirkningen beskrives ved koblingskonstanten, g . I QED er koblingskonstanten lik den elektriske ladningen. Blant annet fordi det viste seg at protoner og nøytroner ikke er elementærpartikler, men består av kvarker, gir ikke Yukawas modell det fullstendige bildet av den sterke kjernekraften. Imidlertid har idéen om massive felpartikler hatt en helt avgjørende betydning for utviklingen av teorien for den svake kjernekraften, og den forente beskrivelsen av svake og elektromagnetiske krefter som, i tillegg til den sterke kjernekraften, inngår i den gaugeteorien vi nå kaller Standardmodellen (SM). I SM beskrives kreftene med de massive W- og Z-

bosonene, som er presist målt ved en rekke eksperimenter, sammen med det masseløse fotonet og de masseløse gluonene.

Før vi kommer frem til SM oppstår det imidlertid et par problemer. Hvis vi forsøker å beskrive massive kraftbærende partikler i en vanlig feltteori mister vi den vidunderlige gaugeinvariansen, og kvantekorreksjoner til interaksjoner mellom partiklene inneholder uakseptable uendeligheter. Det andre problemet som oppstår er at den svake kjernekraften skiller mellom det vi kaller den venstre- og høyre-hendte delen av feltet for materiepartikler (fermioner), slik som elektronet. Fordi gaugetransformasjoner for den svake kjernekraften bare virker på den venstre-hendte delen kan heller ikke materiepartiklene gis masse uten å bryte gaugeinvariansen. Vi har altså på veien mot en forent beskrivelse av elektromagnetisme og den svake kjernekraften mistet alle muligheter for å gi elementærpartiklene masse. Det var dette problemet Higgs og andre foreslo en løsning på, på begynnelsen av 1960-tallet.

Higgsmekanismen

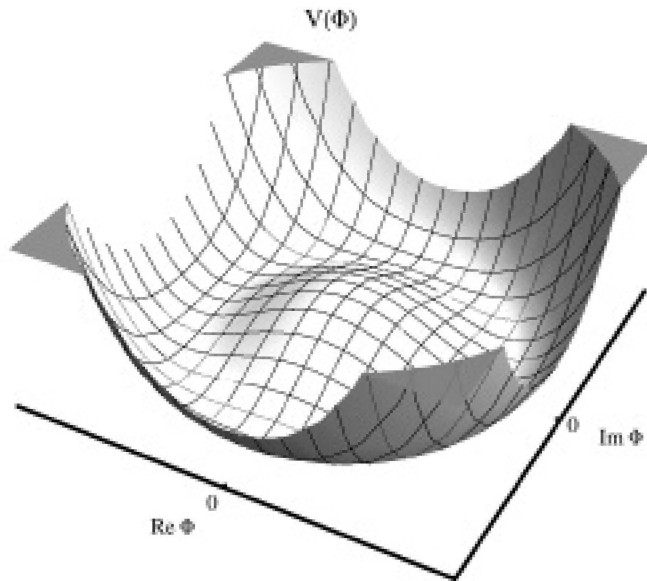
Idéen bak det vi i dag kaller higgsmekanismen, som bygger på arbeid gjort av Yoichiro Nambu og Jeffrey Goldstone, ble fremsatt nesten samtidig av tre grupper med fysikere i 1964: Robert Brout og François Englert,⁽²⁾ Peter Higgs,⁽³⁾ og Gerald Guralnik, Richard Hagen og Tom Kibble.⁽⁴⁾ Prinsippet kalles *spontan symmetribrudd*. Siden vi gjerne vil beholde gaugeinvariansen i teorien benytter vi oss av at selve teorien kan være invariant, mens den kvantemekaniske tilstanden med lavest energi, det vi kaller vakuumtilstanden, ikke er det. Steven Weinberg og Abdus Salam var i 1967 de første til å bruke higgsmekanismen på elektrosvak teori, den forente beskrivelsen av svake og elektromagnetiske krefter.^(5,6)

Vi bruker et potensiale for higgfeltet Φ (et felt med kompleks funksjonsverdi) som er gitt ved

$$V(\Phi) = \mu^2 |\Phi|^2 + \lambda |\Phi|^4. \quad (2)$$

For $\mu^2 > 0$ og $\lambda > 0$ finnes minimumet til potensialet (vakuumtilstanden) når higgfeltet forsvinner, $\Phi_0 = 0$. Dette minimumet er gaugeinvariant, vi kan rotere null i det komplekse planet så mye vi vil.

Hvis vi derimot velger $\mu^2 < 0$ og $\lambda > 0$ får vi potensialet i figur 1. Dette kalles gjerne meksikanskhatt-potensialet, eller champagneflaskepotensialet.



Figur 1. Potensialet $V(\Phi)$ for $\mu^2 < 0$ og $\lambda > 0$, med spontant symmetribrudd.

Her finner vi minimum ved

$$|\Phi_0| = \sqrt{\frac{-\mu^2}{2\lambda}}, \quad (3)$$

altså er det uendelig mange vakuum som ligger i en ring med avstand $\sqrt{-\mu^2/2\lambda}$ fra origo der higgsfeltet forsvinner. Denne størrelsen kalles *vakuumforventningsverdien*. Nå endrer vakuudet seg ved rotasjoner, vi flytter oss langs ringen til et nytt vakuumpunkt. Det at higgsfeltet ikke forsvinner i vakuum betyr at partikler som har vekselvirkninger med det blir påvirket av det i vakuum. Det er dette som gir masse til W - og Z -bosonene som er avhengig av Φ_0 , men ikke til fotonet og gluonene som ikke vekselvirker direkte med higgsfeltet. Grunnen til vekselvirkningen er at higgsfeltet (og vakuudet) har de samme kvantemekaniske egenskapene, kvantetall, som W og Z . Higgsfeltet har altså en slags ladning fra den svake kjernekräften, men det er ikke elektrisk ladet.

Materiepartiklene får også masse ved at vi legger til interaksjoner med higgsfeltet, men fordi dette ikke er direkte knyttet til de kvantemekaniske egenskapene ved vakuudet, og massen er en rent eksperimentelt satt konstant, vil mange fysikere hevde at masse for materiepartiklene er mer *ad hoc* i higgsmodellen. Det er verdt å merke seg at massen fra higgsfeltet bare finnes når vi er nær vakuumtilstanden, det vil si i universet i dag, men ikke ved de høye energiene like etter Big Bang. Det som har skjedd under nedkjølingen av universet er at vi har

fått en faseovergang, akkurat som når vi kjøler ned damp til vann: fra et symmetrisk, varmt univers med masseløse W - og Z -bosoner har vi fått et kaldt og ikke-symmetrisk univers der W og Z har store masser og de svake og elektromagnetiske kreftene skilles fra hverandre.

Ved hjelp av higgsmekanismen kunne altså massive feltpartikler innføres i SM uten å bryte med gaugesymmetrien som hadde vist seg så produktiv. Peter Higgs sitt viktige bidrag her var å innse at det til higgsfeltet finnes en ny partikkel, higgsbosonet, som får masse gjennom vekselvirkninger med seg selv og de partiklene som higgsmekanismen gir masse til. Denne partikkelen kan sees på som eksitasjoner av higgsfeltet vinkelrett på vakuumringen i figur 1. Disse vekselvirkningene betyr også at higgsbosonet kan produseres i eksperimenter og henfaller til andre velkjente partikler brøkdelen av et sekund etter at det er blitt produsert. Det er dette som er basis for det eksperimentelle arbeidet som har pågått siden.

Introduksjon til søkene

Standardmodellen, sammen med føringer gitt av et utall presise eksperimentelle resultater de siste 50 årene, forutsier forholdet mellom massene til W og Z bosonene og hvordan de formidler krefter mellom kvarker og leptoner. I utgangspunktet er massen til higgsbosonet en fri størrelse i teorien, men på grunn av vekselvirkninger mellom higgsbosonet og andre partiklene gir de samme målingene en svak indirekte føring på: $m_H = 94^{+29}_{-24}$ GeV.⁽⁷⁾ For litt over 10 år siden satte direkte søk ved eksperimentene på elektron-positron-akseleratoren LEP ved CERN en nedre grense på higgsbosonmassen: $m_H > 114,4$ GeV. De hadde altså ekskludert muligheten for at det finnes et higgsboson i SM med en lavere masse.

Både ATLAS og CMS presenterte i desember 2011 pirrende resultater som var i overensstemmelse med eksistensen av et higgsboson med $m_H \sim 125 - 126$ GeV, samtidig som det meste av området mellom 110 og 600 GeV ble utelukket. Begge eksperimentene rapporterte at signifikansen av observasjonene var ca. 3 standard avvik (σ). Eksperimentene CDF og DØ ved Tevatron-akseleratoren på Fermilab i USA har også nylig rapportert om et kombinert resultat på nesten 3σ -nivå i sine søk.

Frem til 4. juli i år hadde ATLAS samlet en datamengde⁽⁸⁾ på ca. 5 fb^{-1} med proton-proton (pp)-kollisjoner ved massesenterenergi 7 TeV fra

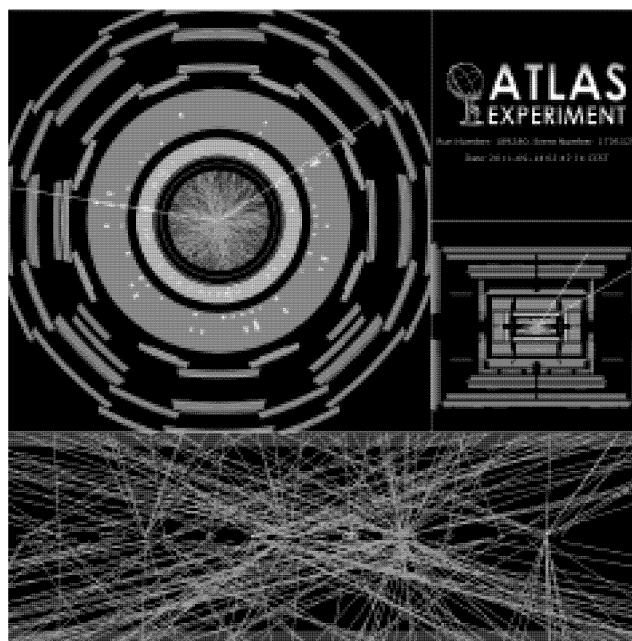
2011 og ca. 6 fb^{-1} ved 8 TeV mellom april og juni 2012. For et higgsboson med masse $m_H = 125 \text{ GeV}$, tilsvarer dette litt over 200 000 produserte higgsbosoner, men disse, om de finnes, må skilles fra ca. 8×10^{14} ordinære pp -kollisjoner. Formelle prosedyrer ble avtalt på forhånd, før man så på de nye dataene for 2012, for å unngå at man ble påvirket av forutintatte meninger om hva resultatet burde bli på bakgrunn av resultatene fra i fjor.

Søkene etter higgsbosonet deles opp etter hvilke kjente SM-partikler det henfaller til. Dette kalles henfallskanaler. For en gitt higgsmasse kan man gjøre en nøyaktig forutsigelse av higgssignalet man forventer i hver kanal. Etter at kanalene er blitt analysert hver for seg kombineres de for å maksimere følsomheten. Fem forskjellige henfallskanaler ble brukt for dataene fra 2011, mens man hittil har sett på tre av disse med 2012 data.⁽⁹⁾ Analysene av higgsbosonet til to fotoner, $H \rightarrow \gamma\gamma$, og $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4l$ (fire leptoner via to Z -bosoner) var allerede ganske følsomme, men de ble forbedret i 2012 takket være en dypere forståelse av detektorens egenskaper og at ferske data fra 2012 ble inkludert. Kanalen $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow l\nu l\nu$ (to leptoner og to nøytrinoer via to W -bosoner) har karakteristiske trekk som utnyttes i de nye dataene på 8 TeV.

Fordi LHC-dataene er innsamlet med veldig intense stråler, skjer det flere pp -kollisjoner samtidig — dette er kjent som kollisjonsopphopning og illustrert i figur 2. En fordobling av intensiteten fra 2011 til 2012 førte også til en fordobling av kollisjonsopphopningen i 2012. Rekonstruksjons- og analyseprogramvaren ble forbedret i begynnelsen av 2012; dette gjorde søkene etter $H \rightarrow \gamma\gamma$ og $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4l$ nokså robuste mot kollisjonsopphopning. I $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow l\nu l\nu$ -kanalen, derimot, førte økningen til større bakgrunnsrater i sluttilstanden hvor leptonene er av same type: siden $e\mu$ -kanalen er mye følsommere enn e^+e^- eller $\mu^+\mu^-$, er bare $e\mu$ brukt i analysen av 8 TeV-data så langt. Henfallene til $b\bar{b}$ og $\tau^+\tau^-$ i de to siste kanalene fra 2011 er vanskeligere å skille fra bakgrunnen med høy kollisjonsopphopning og resultater for 8 TeV-data er ennå ikke klare.

Beskrivelse av ATLAS-detektoren

ATLAS-detektoren er konstruert for å være følsom for mange forskjellige fysikkprosesser i høyenergetiske pp -kollisjoner, inkludert produksjon av higgsbosonet over et størst mulig område av



Figur 2. En pp -kollisjon som skaper et Z -boson med henfallet $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ blant 19 andre kollisjoner (typisk kollisjonsopphopning i 8 TeV-data). Den øvre figuren viser ATLAS-detektoren sett fra siden. De to myonene vises som gjennomgående lyse linjer. Den nedre figuren er forstørret med en faktor 500 og viser detaljene fra det 20 cm lange kollisjonsområdet. De to myonene stammer fra den samme kollisjonen til høyre. Usikkerhetsellipser for de rekonstruerte kollisjonspunktene er forstørret med enda en faktor 20 for at de skal være synlige i bildet.

mulige masser. Bevegelsesmengden til ladde partikler måles med en indre spordetektor (betegnet ID) i et 2 tesla sterkt magnetisk felt skapt av en superledende solenoidemagnet. Denne kan måles ned til en vinkel på 10° fra de kolliderende strålene. Her har studenter og ansatte ved universitetene i Bergen og Oslo spilt en viktig rolle i byggeprosessen.

Energien og retningene til elektroner og fotoner måles med et elektromagnetisk kalorimeter som ligger på utsiden av ID og solenoiden. Et lag til av kalorimetre måler hadroner, f.eks. protoner, nøytroner og ladde π -mesoner. Bare myoner med tilstrekkelig energi og de usynlige nøytrinoene trenger gjennom hele kalorimetersystemet. Myonspetrometeret er det ytterste laget og den største delen i ATLAS, som alt i alt er 45 m lang og 25 m i diameter. Til sammen gir disse detektorsystemene effektive og presise målinger av ladde partikler, spesielt elektroner og myoner, men også fotoner som kan måles i over 98% av romvinkelen. Partikkelskurer, som er små bunter av partikler produsert fra høyenergetiske kvarker og/eller gluoner i kollisjonene, blir rekonstruert med kalorimetersystemene som dekker nesten 100% av romvinkelen.

I uelastiske pp -kollisjoner vekselvirker bare én bestanddel fra hvert proton (en kvark eller et gluon) i produksjon av f.eks. et higgsboson. Protonene blir revet i stykker og mye av restene forsvinner gjennom hullene i hver ende av detektoren der protonstrålene kommer inn. Konsekvensen er at bevegelsesmengden for de målte kollisjonsproduktene bare er bevart i planet som står vinkelrett (eller “transverselt”) på protonstrålene. Man “måler” partikler som ikke gir noe signal i detektoren, f.eks. nøytrinoer, ved å se på hvor stor ubalanse det er i den totale bevegelsesmengden i det transverselle planet.

Et “triggersystem” med tre nivåer bestemmer når en pp -kollisjon i ATLAS skal lagres for senere analyse. Det første nivået, som er gjennomført i elektronikk inni detektoren, tar avgjørelser basert på spor i myonsystemet og signaler i kalorimetrene. De to neste nivåene er basert på programvare og strammer til kravene fra nivå 1. Fra en kollisjonsfrekvens på 20 MHz kan bare omlag 0.002% av kollisjonene lagres. Andelen lagrede hendelser som har høyenergetiske elektroner, myoner, eller fotoner som kjennetegn er typisk 90% eller mer.

Estimering av signal og bakgrunn

Et stort antall simuleringsprogrammer brukes for å finne ut hvordan higgsbosoner burde se ut i ATLAS-detektoren og hvor ofte kjente prosesser kan imitere higgssignalene: såkalte bakgrunner. Alt dette sendes gjennom en fullstendig simulering av oppførselen til ATLAS. Denne simuleringen inkluderer også en realistisk modell av kollisjonsopphopping. De simulerte dataene brukes til å bestemme hvor mye av de hypotetiske signalene og kjente bakgrunnene som kommer gjennom filtreringen av kollisjoner fra trigger til analyse av data. De vanskeligste bakgrunnene pleier i tillegg å være bestemt direkte fra data, uten å stole på simuleringer. Store samlinger av kollisjoner med produksjon og henfall av kjente partikler som W , Z og J/ψ , brukes til å forbedre presisjonen på simuleringene. Alt dette krever verdens største anlegg for beregning og lagring av data, basert på såkalt gridteknologi, med nøkkelbidrag fra det norskledede NorduGrid.

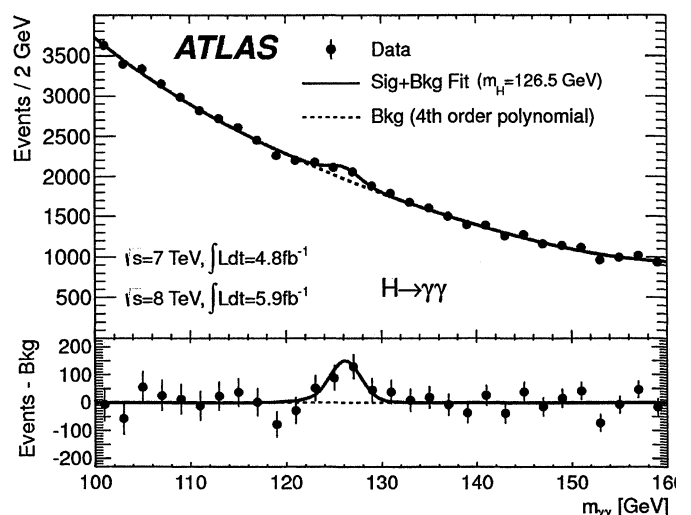
Detaljer fra søkene

Vi vil nå se litt nærmere på resultatene i de tre kanalene som har bidratt sterkest i oppdagelsen; $H \rightarrow \gamma\gamma$, $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4l$ og $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow l\nu l\nu$.

Fordi higgsbosonet ikke vekselvirker direkte med fotoner i SM henfaller higgsbosonet til to fotoner, $H \rightarrow \gamma\gamma$, bare gjennom sjeldne prosesser der det skapes et midlertidig, såkalt virtuelt, partikkel- og anti-partikkelpar, som annihilerer (møtes og destrueres) til to fotoner. For $m_H = 126 \text{ GeV}$ er henfallsandelen ca. 0,2%, slik at det kun finnes rundt 480 slike hendelser i dataene samlet til nå, før man forsøker å skille dem ut fra bakgrunnen. Heldigvis kan man i denne kanalen rekonstruere massen til higgsbosonet fra fotonene. Oppløsningen på massen er god ($\sim 1,3\%$), effektiviteten for å identifisere signalet forholdsvis høy, og massespekteret til bakgrunnen er helt uten topper i det interessante masseområdet 100–160 GeV.

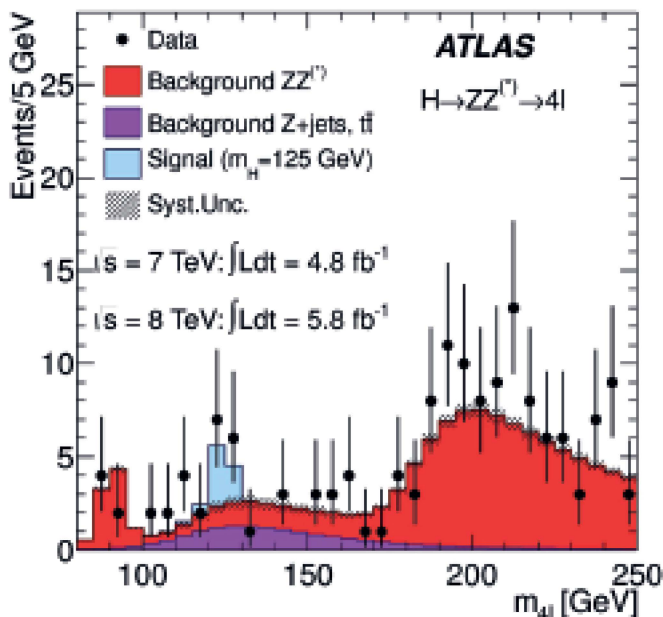
Massefordelingen for alle to-foton kandidater i ATLAS er vist i figur 3 sammen med en tilpasning som inkluderer et signal med masse $m_H = 126,5 \text{ GeV}$ pluss en modell av bakgrunnen beskrevet med et fjerdegradspolynom (stiplet linje).

Kanalen med det beste forholdet mellom signal og støy (bakgrunn) er henfallet av et higgsboson til to Z -bosoner (henfallsandelen for $m_H = 126 \text{ GeV}$ er ca. 3%) der begge disse omskapes til et leptonpar, enten elektron-antielectron eller myon-antimyon, noe som utgjør bare omlag 6% av alle Z -henfall. Presisjonen til ATLAS når det gjelder målinger av elektroner og myoner er svært høy, slik at signaturen til higgsbosonet i denne kanalen er



Figur 3. Datapunktene viser fordelingen av massen til to-foton kandidater, $m_{\gamma\gamma}$. Linjen er resultatet av en tilpasning til et signal pluss en bakgrunnsmodell. Differansen mellom dataene og tilpasningen til kun bakgrunn (stiplet linje) er vist under.

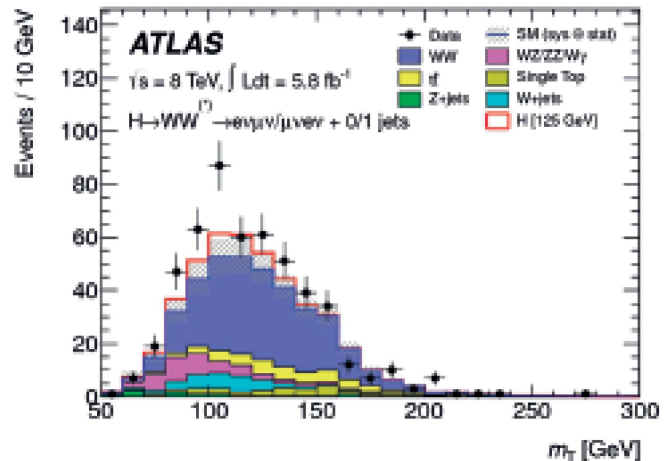
en smal topp i massespektret til fire-lepton systemer. Man har oppnådd et forhold mellom signal og bakgrunn på ca. 1 for et higgsboson med $m_H = 125$ GeV, men signalraten er lav. Det vil si at man forventer i snitt å finne rundt 6 kollisjoner med et higgsboson i disse dataene. Massefordelingen til den forventede bakgrunnen stemmer nokså bra overens med data, som vist i figur 4, bortsett fra et smalt overskudd av kollisjoner med masse rundt 125 GeV.



Figur 4. Fordelingen av rekonstruerte fire-lepton masser fra $ZZ^{(*)}$ -produksjon i data. Den lille toppen på ca. 90 GeV kommer fra hendelser der en enkel Z henfaller til fire leptoner, mens den brede økningen rundt 200 GeV kommer fra ZZ -hendelser der begge Z -bosonene har riktig masse. Også forventningen for et SM higgsboson med $m_H = 125$ GeV vises.

Følsomheten for henfallet $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow l\nu l\nu$ ved $m_H \sim 125$ GeV er sammenlignbar med de to forrige kanalene fordi det utgjør en relativt stor andel av alle henfallene (ca. 25%) og har et karakteristisk utseende i detektoren. Imidlertid gjør de to nøytrinoene det umulig å rekonstruere massen til higgsbosonet. I tillegg er signalet bare ca. 15–20% av bakgrunnen. Dette betyr at bakgrunnen må bestemmes med en presisjon betydelig bedre enn 20%, siden ethvert overskudd av kandidater med veldig utydelig masse-struktur kan bli tolket som et signal.

Som sagt kan ikke massen til higgsbosonet i henfall som $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow l\nu l\nu$ beregnes, men man kan finne en omtrentlig “transversell masse”, m_T , som vist i figur 5. For en antatt $m_H = 125$ GeV



Figur 5. Fordeling av transversell masse, m_T , for $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow e\nu\mu\nu$ -kandidater.

burde det finnes omlag 40 signal-hendelser i disse dataene.

Litt statistikk

De avanserte statistiske metodene som brukes i tolkningen av disse dataene er beskrevet i ref. (10) og i artiklene som siteres der. Vi vil her forsøke oss på en kort og noe forenklet forklaring. Hovedingrediensen er en sannsynlighetsfunksjon som bygges opp av produktet av sannsynligheten for hver hendelse i dataene, gitt en modell for bakgrunnen og et hypotetisk higgsboson. I modellen skaleres all produksjon av higgsbosoner med en felles signalstyrke μ . Den er definert slik at $\mu = 0$ betyr at intet higgsboson finnes (bare bakgrunnshendelser) og $\mu = 1$ betyr at higgsbosoner produseres (i tillegg til bakgrunnshendelser) like ofte som i SM. Siden det eneste vi ikke vet om higgsbosonet, bortsett fra dets eksistens, er massen, testes dataene for alle masser som ikke er utelukket av tidligere eksperimenter eller er utelukket av teorien bak SM. I de fleste kanaler rekonstrueres massen til higgsbosonet, eller noe som er proporsjonalt med massen – og dette brukes i sannsynlighetsfunksjonen for å øke følsomheten når en bestemt hypotese for higgsbosonets masse testes.

Signalstyrken og de frie parametrene som beskriver form, mengde og usikkerhet for bakgrunnen i sannsynlighetsfunksjonen, varieres for å maksimere sannsynligheten av modellen som beskriver dataene. Verdien man da får for μ kalles $\hat{\mu}$. Tallverdien av forholdet mellom sannsynligheten for $\hat{\mu}$ og sannsynligheten for en bestemt modell, f.eks. $\mu = 1$ eller 0, kan brukes til henholdsvis å utelukke signal-

hypotesen (dvs. “higgsbosonet med denne massen finnes ikke”) eller utelukke bakgrunnshypotesen (dvs. “disse dataene er i sterk uoverensstemmelse med forventet bakgrunn”).

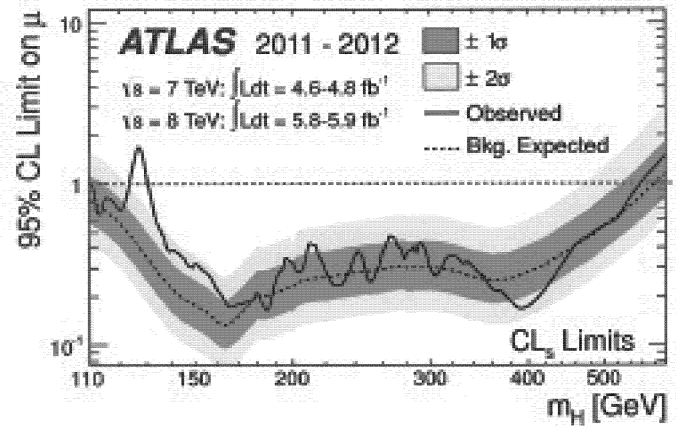
For hver verdi av m_H som testes, justeres signalstyrken μ inntil sannsynligheten for ikke å ha sett mer bevis i dataene for higgshypotesen bare er 5%. Hvis sluttverdien av μ er mindre enn 1.0, tolkes dette som en utelukkelse av higgsbosonhypotesen med såkalt 95% konfidens. Hvis ikke higgsbosonhypotesen utelukkes må man undersøke om dette er fordi følsomheten er for dårlig (ingen tydelig forskjell mellom dataene med eller uten higgsbosonet) slik at ingen konklusjon kan trekkes, eller om det er god følsomhet, men dataene er i sterk uoverensstemmelse med bakgrunnsforventningen. Det siste tolkes som bevis for higgsbosonproduksjon.

Styrken eller signifikansen av beviset beskrives med den lokale p_0 -verdien, sannsynligheten for at bakgrunnen alene tilfeldigvis kan gi et resultat som er like (eller mer) “higgsbosonaktig” enn det man ser i dataene. Dette uttrykkes oftest som et antall standardavik (σ). Partikkelfysikere har en tradisjon for å kalle en observasjon med signifikans over 5σ , som tilsvarer en p_0 -verdi på $2,8 \times 10^{-7}$, for en oppdagelse. Men siden massen til higgsbosonet ikke er bestemt av SM, tar man hensyn til at en slik bakgrunnfluktuasjon kan skje hvor som helst i masseområdet der det søkes – dette kalles den globale signifikansen.

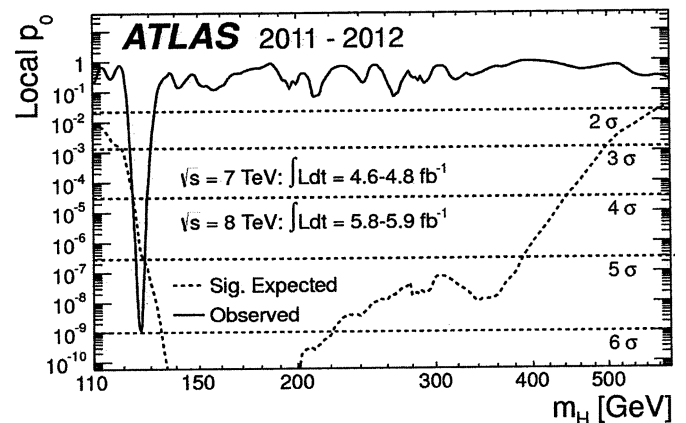
Resultater

Det kombinerte søkeresultatet inkluderer både 7 TeV-dataene fra 2011 og 8 TeV-dataene fra 2012 med kanalene omtalt her: $H \rightarrow \gamma\gamma$, $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4l$, og $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow e\nu\mu\nu$. Tilsammen gir disse en kraftig økning i følsomheten i forhold til tidligere resultater. Den øvre grensen på signalstyrken μ er vist som funksjon av m_H i figur 6. Det er bare to masseområder der higgsbosonet ikke kan utelukkes: ved høye masser der følsomheten er dårlig og rundt $m_H = 126$ GeV, der følsomheten er veldig god.

At det ikke går å utelukke higgsbosonet i området rundt 126 GeV betyr at muligheten for en oppdagelse må vurderes. Den totale sannsynligheten for at bakgrunnen alene kan forklare dataene, p_0 , vises som en funksjon av m_H i figur 7. Signifikansen er nesten 6σ ved $m_H = 126,5$ GeV, noe større enn forventet for SM, men konsistent med hypotesen at higgsbosonet finnes og har denne massen. Signifikansen reduseres til $5,1\sigma$ når man



Figur 6. Øvre grensen på signalstyrken μ som en funksjon av m_H (heltrukket linje) sammen med forventningen dersom higgsbosonet ikke finnes (stiplet linje). De mørke og lyse båndene viser naturlige $\pm 1\sigma$ og $\pm 2\sigma$ variasjoner i bakgrunnsforventningen. I området der bakgrunnsforventningen er under $\mu = 1$ er følsomheten god.



Figur 7. Den observerte lokale p_0 -verdien (heltrukket) som en funksjon av m_H og den forventede verdien (stiplet) for et higgsboson i SM med den gitte massen.

tar hensyn til muligheten for fluktuasjoner i hele søkeområdet 110–600 GeV – dette er altså den globale signifikansen. På grunn av den høye signifikansen og observasjoner i flere henfallskanaler er det liten tvil om at en ny partikkel med noen av egenskapene til higgsbosonet er oppdaget. Resultatene ved CMS-eksperimentet⁽¹¹⁾ er like slående som de som er presentert her fra ATLAS.

Det er nødvendig å teste alle rimelige alternative hypoteser til at dette er standardmodellens higgsboson. For eksempel testes det hvor konsistent massemålingene er mellom de to kanalene med god masseoppløsning, $H \rightarrow \gamma\gamma$ og $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4l$. Resultatet er at sannsynligheten for at de to kanalene har gitt inkonsistente massemålinger er 8%, dvs. akseptabelt konsistent. Om det antas at massen

er felles gir en massetilpasning resultatet $m_H = 126,0 \pm 0,6$ GeV. Den målte massen er også konsistent med de individuelle signalstyrkene i alle henfallskanalene, men $b\bar{b}$ og $\tau^+\tau^-$ kanalene har foreløpig for lite følsomhet til at vi kan avgjøre om de stemmer med et SM-higgsboson eller ikke, dvs. $\pm 1\sigma$ dekker både $\mu = 0$ og $\mu = 1$.

Konklusjoner og fremtidsutsikter

En ny partikkel er oppdaget ved CERN, men er det higgsbosonet? Det er påfallende at den nye partikkelens masse, ca. 126 GeV, er nesten innenfor 1σ av den indirekte føringen, $m_H = 94^{+29}_{-24}$ GeV. At partikkelen er sett i $\gamma\gamma$, ZZ^* og WW^* -kanalene viser at den er et elektrisk nøytralt boson (et boson er en partikkel med heltalling spinnkvantetall). Resultatene i $\gamma\gamma$ -kanalen er en meget sterk indikasjon på at den ikke har spinn 1 som vektorbosonene (fotonet, Z og W), men enten 0 eller 2. Dette fordi Landau-Yangs teorem forteller oss at en spinn 1-partikkel ikke kan henfalle til to masseløse spinn 1-partikler. En partikkel med spinn 0 (som higgsbosonet) eller 2 er noe helt nytt innen fundamentale partikler.

Den store henfallsraten til Z -bosonpar, til tross for Z -bosonets store masse, sier oss at den nye partikkelen har sterke koblinger til Z -bosonet. Enhver modell med en mekansime som vil bryte elektrosvak symmetri og gi masse til elementærpartiklene må da, som et minimum, ta hensyn til dette nye bosonet, selv om det skulle vise seg å ikke være higgsbosonet.

Eksperimentelle spørsmål som LHC vil undersøke i de kommende månedene og årene inkluderer en bestemmelse av den nye partikkelens spinn, og om den kobler til fermioner i henhold til deres masser, noe som er en forutsigelse fra SM. I dag har søkene etter $H \rightarrow b\bar{b}$ og $\tau^+\tau^-$ for dårlig følsomhet, men dette kan endre seg allerede senere i år. LHC setter jevnlig nye intensitetsrekorder, og håp om en firedobling av 8 TeV-dataene tatt fram til 4. juli, før vi ser slutten av 2012, er realistisk. I tillegg til dette vil man forsøke å få nøyaktige målinger av det nye bosonets kobling til vektorbosonene. Standardmodellen gir presise forutsigelser for disse tallene. Alle disse målingene av det nye bosonets egenskaper vil være med på å gjøre oss sikrere og sikrere på at det faktisk er higgsbosonet – eller bane vei for helt nye oppdagelser.

Den lave massen til higgsbosonet er imidlertid en gåte. I SM finnes det store kvantekorleksjoner til

massen som skyldes vekselvirkninger med de andre partiklene. Disse burde øke massen med så mye som 10^{15} GeV. Løsningen kan skyldes supersymmetri, en symmetri mellom fermioner og bosoner som forutsier en ny superpartikkel for hver kjent partikkel i SM. Siden fermioner og bosoner bidrar med motstatt fortegn i disse kvantekorleksjonene, blir et lett higgsboson naturlig. Ikke bare det, supersymmetri forutsier at det finnes minst fem higgsbosoner og at en av de nøytrale skal ha en masse under 130 GeV. Optimister tolker oppdagelsen på CERN som det første direkte eksperimentelle beviset for supersymmetri. Siden de fleste supersymmetriske modeller forutsier at det letteste higgsbosonet har en masse under 125 GeV, så vil slike spørsmål bli grundig undersøkt på LHC i de kommende årene.

Letingen etter mørk materie er også påvirket av oppdagelsen. Man antar at mørk materie består av en ny elektrisk nøytral partikkel med svak vekselvirkning og høy masse (en såkalt WIMP). Den letteste supersymmetriske partikkelen vil kunne fylle denne rollen. Mørk materie vil også påvirke egenskapene til higgsbosonet gjennom kvantekorleksjoner, og de første hintene av en oppdagelse vil kunne komme indirekte gjennom presise målinger av higgsbosonet.

Dette er en spennende tid for partikkelfysikken. Flere gamle spekulasjoner er blitt til forutsigelser som kan testes eksperimentelt. En ting er sikkert, søket etter higgsbosonet har passert en milepæl: en ny partikkel med masse 126 GeV og med flere egenskaper som vi forventer av et higgsboson er nå oppdaget i ATLAS- og CMS-eksperimentene ved LHC.

Referanser

1. A. Lipniacka: Fra Fysikkens Verden, **68** Nr 1, 6–12 (2006)
2. F. Englert and R. Brout: Phys. Rev. Lett. **13** 321 (1964)
3. P.W. Higgs: Phys. Rev. Lett. **13** 508 (1964)
4. G.S. Guralnik, C.R. Hagen and T.W.B. Kibble: Phys. Rev. Lett. **13** 585 (1964)
5. S. Weinberg: Phys. Rev. Lett. **19** 1264 (1967)
6. A. Salam: Conf. Proc. C **680519** 367 (1968)
7. Det er vanlig i faglitteraturen å bruke "naturlig enheter" der $c = 1$, slik at masse, bevegelsesmengde og energi alle skrives med eV (elektronvolt) som benevnning.
8. En femtobarn, fb, eller 10^{-43} m², er et effektivt areal, eller tverrsnitt, for en kollisjonsprosess. For en datamengde som tilsvarer 1 fb^{-1} forventes det at en prosess

med tverrsnitt 1 fb skal skje 1 gang i snitt. For en grunnligere forklaring se <http://www.forskning.no/blog/higgsjegerne/295931>

9. ATLAS Collaboration: Phys. Lett. B **716** 1 (2012)

10. ATLAS Collaboration: Phys. Rev. D **86** 032003 (2012)

11. CMS Collaboration: Phys. Lett. B **716** 30 (2012)

∞

Luftspeilinger

Einar Grønvoll og Øyvind Grøn *

En luftspeiling er et optisk værphenomen som oppstår når temperaturen varierer sterkt med høyden. Fenomenet arter seg ofte som et speilbilde av fjerne objekter eller himmelen. Luftspeilinger begrenser seg vertikalt til $0,5^\circ$ nær horisonten og blir i våre dager oftest lagt merke til over asfaltveier på varme sommerdager. I denne artikkelen skal vi se nøyere på hva luftspeilinger er og hvordan ulike typer av dem oppstår.

Typer av luftspeilinger

Det har tradisjonelt vært skilt mellom fire typer luftspeilinger:⁽¹⁾

1. *Vanlig luftspeiling.* Gir underliggende speiling. Det vil si at speilbildet viser seg under objektet som observeres.
2. *Polar luftspeiling.* Gir overliggende speiling. Det vil si at speilbildet av objektet viser seg over objektet som observeres.
3. *Trippelbilde.* Gir invertert bilde mellom to ikke-inverterte.
4. *Fatamorgana.* Gir sterkt forvrengte bilder av objektet som observeres.

Visse fysikere har en enklere inndeling. Noen skiller ikke ut trippelbilder som en egen kategori, andre plasserer polar luftspeiling sammen med fatamorgana. Ordet hildring brukes ofte som et synonym for luftspeiling, det samme gjelder fatamorgana. Sjøkt i atmosfæren med luft som holder en

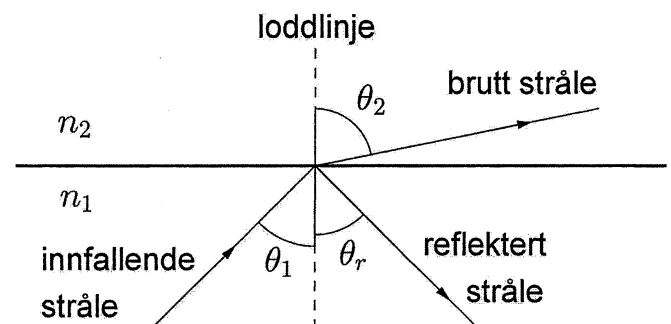
temperatur 10–15 K høyere enn lufta under, kan i vårt klima føre til fatamorgana også i høyder på 500–600 m der fly befinner seg. I varmere strøk vil slike sjikt, som kalles inversjonslag, nå opp til omkring 2000 m. Radarsignaler avbøyes også av de nevnte sjiktene.

Teori

Brytningsindeks

Ved vanlig speiling er innfallsvinkelen til lyset lik refleksjonsvinkelen, se figur 1.

Når lysstråler skifter retning ved refraksjon, brytes eller avbøyes lysstrålene i stedet for å speiles. Denne typen retningsendring opptrer når ulike gjennomsiktige medier ligger mot hverandre som vist i figur 1. Et typisk eksempel på to slike er vann og luft. Hvis lysbølgene endrer hastighet når de passerer grensen mellom stoffene, sier vi at disse har forskjellig optisk tetthet. I fysikk representeres denne ved brytningsindeksen, n . Brytningsindeksen for et stoff er forholdet mellom lyshastigheten i



Figur 1. Brytning og refleksjon av lysstråle som treffer overgangen til et stoff med lavere optisk tetthet. Innfallsvinkelen θ_1 er lik refleksjonsvinkelen θ_r . Brytningsvinkelen er θ_2 .

* Høgskolen i Oslo og Akershus.

vakuum og i dette stoffet. Med en innfallsvinkel i stoff 1 (målt fra ei linje loddrett på overgangen mellom stoffene) lik θ_1 , og en brytningsvinkel lik θ_2 , kan vi da bruke Snells lov

$$n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2$$

til å beregne retningen for lyset.

Snells lov anvendt på et kontinuerlig medium

Vi vil her utlede likning (4) i hovedteksten. La oss betrakte en lysstråle som sendes ut i luft fra $h = 0$ med en vinkel θ_0 med vertikalen. I utsendelsesposisjonen er brytningsindeksen n_0 . Luftas brytningsindeks avtar med høyden, og lysstrålen avbøyes som vist i figur 4. I høyden h er brytningsindeksen n og lysstrålen danner vinkelen θ med vertikalen. Når lyset passerer gjennom et tynt sjikt med tykkelse Δh endres vinkelen med $\Delta\theta$ og luftas brytningsindeks med Δn , der $\Delta n \ll n$ og $\Delta\theta \ll \theta$.

Vi tenker oss nå at sjiktets tykkelse går mot null. Da representerer det et grensesjikt med brytningsindeks n og innfallsvinkel θ på den ene siden, og brytningsindeks $n + dn$ og utfallsvinkel $\theta + d\theta$ på den andre. For en lysstråle som passerer gjennom en slik grenseflate gjelder Snells lov, og vi får (se figur 4),

$$\begin{aligned} n \sin \theta &= (n + dn) \sin(\theta + d\theta) \\ &= (n + dn)(\sin \theta \cos d\theta + \cos \theta \sin d\theta). \end{aligned}$$

Nå brukes at for $d\theta \ll 1$ kan vi bruke tilnærmelsene $\cos d\theta \approx 1$ og $\sin d\theta \approx d\theta$. Dermed fås

$$n \sin \theta \approx (n + dn)(\sin \theta + \cos \theta d\theta).$$

Til 1. orden i dn og $d\theta$ gir dette

$$n \sin \theta = n \sin \theta + n \cos \theta d\theta + \sin \theta dn.$$

Dvs. $\sin \theta dn = -n \cos \theta d\theta$ eller

$$\frac{dn}{n} = -\cot \theta d\theta.$$

Integrasjon fra $h = 0$, der $n = n_0$ og $\theta = \theta_0$, til en vilkårlig høyde der brytningsindeksen og vinkelen har verdiene n og θ , gir

$$\ln \frac{n}{n_0} = -\ln \frac{\sin \theta}{\sin \theta_0} = \ln \frac{\sin \theta_0}{\sin \theta},$$

eller

$$\frac{n}{n_0} = \frac{\sin \theta_0}{\sin \theta},$$

som er ekvivalent med likning (4). Den viser at Snells lov også gjelder for lys som beveger seg endelige avstander gjennom kontinuerlige medier.

En brå retningsendring kalles brytning, en mer gradvis kalles avbøyning. Begge typer hører inn under fellesbetegnelsen *refraksjon*. Bildet man kan få ved avbøyning av lysstrålen skyldes altså ikke vanlig refleksjon, men refraksjon, og det er dette bildet vi nå skal studere nærmere.

Også ved refraksjon av lys i et medium med posisjonsavhengig brytningsindeks kan man bruke Snells lov. Man tenker seg da at mediet består av svært tynne sjikt med litt forskjellig brytningsindeks, se ramme. I de fleste tilfeller dreier dette seg om høydeavhengighet, men nær en varm murvegg eller lignende er det også mulig å få en horisontal variasjon i brytningsindeksen.

Brytningsindeksen til mange stoffer varierer noe for ulike bølgelengder. Dermed vil lys med ulike bølgelengder også få (litt) ulike hastigheter i slike stoffer. Dette fører til at også avbøyningen når lyset passerer fra ett stoff til et annet blir ulik. Ettersom ulike bølgelengder innenfor den synlige delen av spekteret tilsvarer ulike farger, vil altså disse skille lag. Fenomenet kalles *dispersjon*. Denne effekten er imidlertid neglisjerbar ved vanlige luftspeilinger.

I det følgende kan det være hensiktsmessig å ha en enkel formel som samtidig er noenlunde nøyaktig for å regne ut n -verdier for forhold som gir luftspeilinger. I gasser viser målinger at det er en god tilnærming å betrakte $n - 1$ som proporsjonal med tettheten til gassen. Luft følger nesten loven for ideelle gasser der tettheten er proporsjonal med trykket og omvendt proporsjonal med temperaturen. Dermed får vi at

$$n - 1 = k \frac{p}{T}, \quad (1)$$

der man ut fra et empirisk basert uttrykk⁽²⁾ kan beregne k til å være $7,87 \cdot 10^{-7} \frac{\text{K}}{\text{Pa}}$ når p står for trykket målt i pascal og T for temperaturen målt i kelvin. Man har her brukt at n er 1,000292 ved 273 K for lys med 633 nm bølgelengde for én atmosfæres trykk og 50 % luftfuktighet.

Bruk av det forenklete uttrykket i likning (1) gir ganske gode verdier for n så lenge de atmosfæriske forholdene ikke er ekstreme.

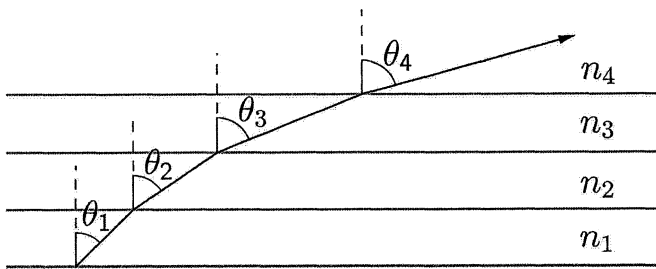
For at speileffekter skal kunne opptre i en gass må n endre seg med posisjonen. Mer nøyaktige modeller viser at i luft bestemmes brytningsindeksen ikke bare av temperaturen og trykket. Mengden med vanddamp og CO₂, samt lysets bølgelengde, har også betydning. Ved det man vanligvis kaller luftspeilinger er det likevel hvor mye temperaturen endrer seg med høyden som er mest avgjørende.

Lysstrålenes bane ved luftspeiling

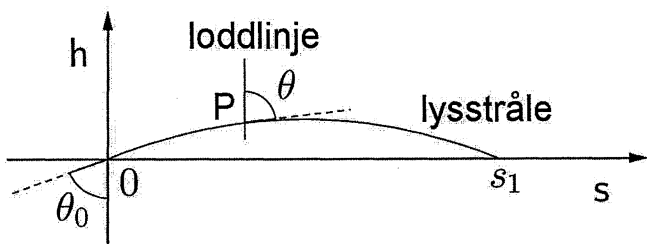
La oss betrakte en lysstråles bane i et medium der n endrer seg kontinuerlig med høyden h som

$$n = n_0 \sqrt{1 + ah} \quad (2)$$

der a er en konstant som forteller hvor raskt brytningsindeksen endrer seg med høyden.⁽³⁾ Hvis $a > 0$ øker brytningsindeksen med høyden. Dette kan gi vanlige luftspeilinger. Hvis $a < 0$ avtar n -verdien, slik at vi i stedet kan få polare luftspeilinger. Verdien av a kan bestemmes ut fra likning (2) når n_0 , n og h er kjent. La oss se på en situasjon som typisk fører til gode polare luftspeilinger. Vi lar n avta med høyden. Trykket $p = 1,01 \cdot 10^5$ Pa og temperaturene 273 K og 278 K gir to n -verdier fra likning (1). Disse to settes så inn i likning (2) sammen med $h = 10$ m. Dette vil da gi $a = -1,0 \cdot 10^{-6} \text{ m}^{-1}$.



Figur 2. En lysstråles bane gjennom flere sjikt der brytningsindeksen avtar med høyden.



Figur 3. En lysstråles bane gjennom en gass når gassens brytningsindeks avtar med høyden h . Parameteren s angir horisontal posisjon. Effekten er overdrevet på tegninga. I jordas atmosfære må θ_0 være nær 90° for at lysstrålen skal kunne krumme ned mot bakken igjen.

I punktet P i figur 3 er

$$\frac{ds}{dh} = \tan \theta \quad ,$$

der θ er strålens retning målt fra loddlinja, og s angir horisontal posisjon. Likninga kan også skrives

$$\frac{ds}{dh} = \frac{\sin \theta}{\sqrt{1 - \sin^2 \theta}} \quad (3)$$

Som vist i rammen gir Snells lov sammenhengen

$$\sin \theta = \frac{n_0}{n} \sin \theta_0 \quad , \quad (4)$$

der n_0 angir brytningsindeksen i høyden $h = 0$. Hvis vi så setter likning (4) inn i likning (3) gir dette

$$\frac{ds}{dh} = \frac{n_0 \sin \theta_0}{\sqrt{n^2 - n_0^2 \sin^2 \theta_0}} \quad , \quad (5)$$

som er likninga for strålebanen. Likninga løses ofte numerisk med n som en funksjon av temperaturen, som igjen er en funksjon av høyden h . Men hvis n avhenger av høyden som i likning (2), kan likninga løses analytisk.

Innsetting av likning (2) i likning (5) gir

$$\frac{ds}{dh} = \frac{\sin \theta_0}{\sqrt{\cos^2 \theta_0 + ah}} \quad (6)$$

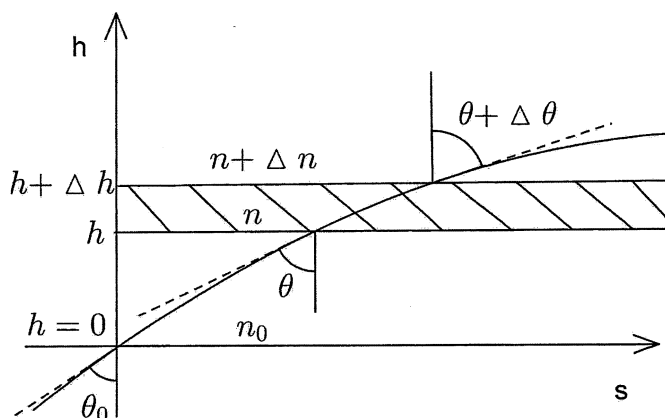
Integrasjon med randbetingelsen $h(0) = 0$ gir

$$h = \frac{as(s - s_1)}{4 \sin^2 \theta_0}, \quad s_1 = -\frac{2}{a} \sin 2\theta_0 \quad (7)$$

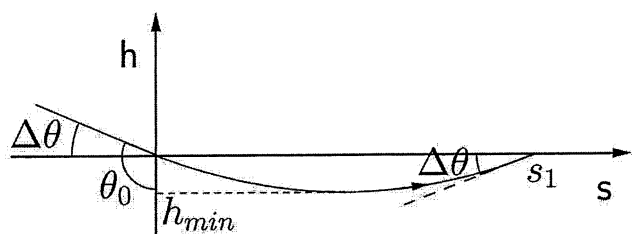
Likning (7)⁽³⁾ beskriver en parabel som krummer oppover hvis $a > 0$, det vil si hvis brytningsindeksen øker med høyden, og krummer nedover som i figur 3 hvis $a < 0$, det vil si hvis brytningsindeksen avtar med høyden.

Det kan synes overraskende at lyset avbøyes når det kommer til det øverste punktet og begynner å bevege seg nedover igjen. Brytningsindeksen er jo konstant i horisontal retning, og da skulle en tro at lyset ville fortsette å bevege seg horisontalt. Avbøyningen kan imidlertid forstås ved å tenke på at lyset forplanter seg som elektromagnetiske bølger. Ved det øverste punktet er bølgefrontene vertikale. Bølgehastigheten er mindre lavere nede enn høyere oppe. Dermed avbøyes lysets bevegelsesretning. Mekanismen er den samme som når vannbølger kommer på skrå inn mot en strand. Bølgehastigheten blir mindre dess grunnere det er, slik at bølgene til slutt ender med å komme nesten rett inn mot stranden.

At luftspeilinger i jordatmosfæren normalt begrenser seg vertikalt til godt under $0,5^\circ$ nær horisonten, kan man vise på følgende måte. Vi lar det være et sprang i temperatur fra 303 K i øyehøyde til 313 K ved bakken som er 1,8 m lavere. Dette kan oppnås over for eksempel en het asfaltvei.⁽⁴⁾ Med standard lufttrykk og hjelp fra likning (1), kan vi da regne ut to n -verdier som innsatt i likning (2) gir $a = 8,9 \cdot 10^{-6} \text{ m}^{-1}$. Vi antar videre at θ_0 er nær



Figur 4. Lysstråle som går gjennom luft, avbøyes og passerer gjennom et tynt sjikt med tykkelse Δh .



Figur 5. En lysstråles bane gjennom et medium hvor brytningsindeksen øker med høyden.

90° og krever $h_{\min} = -1,8$ m i parabelbanen. Se figur 5. Banen er symmetrisk om $s = s_1/2$. Dette gir $h_{\min} \approx -as_1^2/16$ som igjen gir $s_1 \approx 1800$ m. Fra figur 5 ser vi at $\theta_0 = \pi/2 + \Delta\theta$ der $\Delta\theta$ er vinkelen det observerte bildet ligger under horisonten. Siden $\Delta\theta \ll \theta_0$ har vi

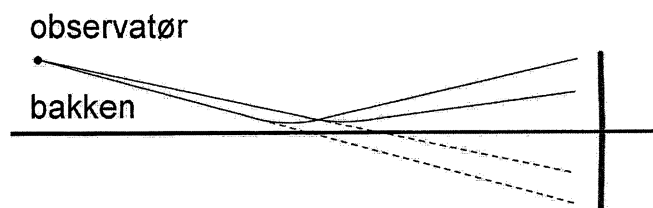
$$\sin 2\theta_0 = \sin(\pi + 2\Delta\theta) = -\sin 2\Delta\theta \approx -2\Delta\theta \quad (8)$$

Ved å bruke dette i likning (7) fås

$$\Delta\theta \approx \frac{1}{4}as_1 \approx \sqrt{-ah_{\min}} \quad (9)$$

målt i radianer. Når vinkelen med horisonten måles i grader fås $(180/\pi)\Delta\theta = 0,23^\circ$. Luftspeilingen blir av den vanlige typen.

I mange tilfeller med overopphetede flater vil det meste av temperaturendringen skje over et sjikt på noen få cm nær disse flatene. Selve parabeldelen av lysets bane vil dermed også begrense seg til dette sjiktet, som vist i figur 6. Når n -verdien som her øker med høyden blir resultatet at en observatør som studerer et objekt i horisonten ser ett bilde som skyldes lys som har gått tilnærmet rett fram fra objektet, og i tillegg et speilbilde på nedsiden av det første bildet. Himmelen vil også speiles, og er det klarvær vil dette speilbildet se ut som en sjø eller dam med blått vann i horisonten.



Figur 6. Hvordan lysstråler fra en stolpe krummer og gir en luftspeiling i ørkenen. De stiplede linjene viser hvor det avbøyd lyset ser ut til å komme fra. Effekten er overdrevet på tegninga.

Effekter av atmosfærisk refraksjon

Soloppgang og solnedgang

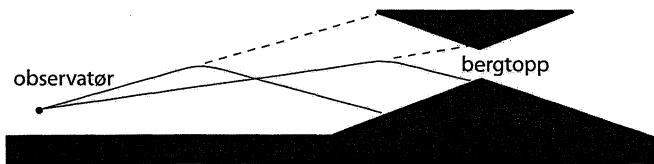
Tida fra soloppgang til solnedgang forlenges med flere minutter ved at bildet av sola løfter seg opp til $0,5^\circ$, dvs. en solskivediameter over horisonten når den virkelige posisjonen er like under. Ettersom trykket avtar med høyden og brytningsindeksen n avtar med fallende trykk, vil resultatet bli at lyset bøyes nedover.

Nok et eksempel på en effekt av det siste er at solskiva nær horisonten ofte virker flatklemt. Grunnen er at lyset fra den nederste delen av sola da passerer gjennom mer av den tykke atmosfæren enn resten. Dette lyset vil dermed også bli avbøyd mer enn resten og vil se ut til å komme fra et sted litt lenger oppe. Om man samtidig har en situasjon der temperaturen er lavere nær bakken enn høyere oppe forsterkes effekten.

Jordiske objekter

Hvis kald luft ligger over varm vil vi se et speilbilde av objektet lenger nede enn det er, som i figur 6. Dette kalles vanlig luftspeiling. Polar speiling er speiling opp som i figur 7. Slike luftspeilinger er mer stabile enn de ordinære. Årsaken er at kald luft som da er nederst har større tetthet enn den varmere lufta over, slik at den lettere holder seg der. Slike luftspeilinger forekommer gjerne over sjøen. I fjelland er det også mulig å få polare luftspeilinger i høyereliggende dalfører. Slike steder er gjerne temperaturvariasjonene større enn nærmere sjøen.

Gjennom klare netter avkjøles alle overflater i friluft normalt ved at de sender langbølget varmestråling ut i verdensrommet. Temperaturen i lufta nær bakken vil da falle. Siden vil denne lufta på grunn av sin større tetthet synke ned og samle seg i dalbunnen. Der vil den være vanskelig å flytte på. Hvis så varmere luft kommer strømmende inn i



Figur 7. Hvordan lyset fra en topp i landskapet krummer ved en polar luftspeiling. De stiplede linjene viser hvor det avbøydte lyset ser ut til å komme fra. Effekten er overdrevet på tegninga.

dalen, vil bare de høyereliggende områdene av dalen bli berørt. Resultatet blir en betydelig temperaturgradient i vertikal retning.

Ikke all avbøyning av lys fører til speilvendte bilder. Noen ganger vil variasjoner i den vertikale temperaturgradienten kun føre til vertikal forskyvning eller forvrengning av objektene som observeres. Bildene man ser kan da være strukket eller klempt sammen i høyderetningen.

Hvis lysstrålene fra bunnen av objektet krysser de fra toppen, som i figur 6 og 7, vil bildet av objektet bli snudd. Dette skjer når temperaturgradienten er stor over et tynt sjikt i vertikalretningen. Hvis sjiktet er tykkere vil lysstrålene ikke krysse så lett, og bildet av objektet forblir riktig vei.

Når flere nærliggende lysstråler fra samme objekt endrer retning og blander seg etter å ha blitt avbøyd flere ganger av atmosfæren, kan resultatet bli vanskelig å tolke. Dette kan inntreffe når man har et sjikt av kald luft med varm luft over og under. Noen ganger kan man da få trippelbilder med ett invertert bilde mellom to ikke-inverterte. Andre ganger, når lysstrålene blander seg enda mer, gjerne over store avstander, blir bildet forvrengt til det ugjenkjennelige. Fenomenet kalles da *fatamorgana*.

En interessant konsekvens av refraksjon i kalde strøk er at man noen ganger kan se objekter som ligger bak horisonten.⁽¹⁾ Et eksempel er at man på enkelte klare dager i Canada, selv når man står nede ved vannkanten, kan se over Lake Winnipeg til stranden på motsatt side, det vil si en distanse på 20–30 km. Kravet er at reduksjonen i lufttetthet med høyde overskrider grensen som tilsvarer at lyset krummer like mye som jorda.

En strålebunt med lys har alltid en viss utstrekning. Følgelig må lysfarten v_l øke med avstanden fra jordas sentrum hvis hele strålebunten skal følge jordkrumningen og på like kort tid spenne over like stor del av jordoverflaten, det vil si spenne over samme sirkelbue s . Årsaken er at den øvre delen av strålebunten da tilbakelegger en litt større distanse enn den nedre delen. Videre vet vi at lengden s til en sirkelbue øker lineært med radien i sirkelen.

Vi får dermed $v_l \propto R$, der $R \approx 6,4 \cdot 10^6$ m som er avstanden fra jordas sentrum. Men ettersom vi ut fra definisjonen av n har at $v_l \propto 1/n$, blir også $1/n \propto R$, som gir $nR = \text{konstant}$ uavhengig av høyde over jorda, dvs.

$$\frac{dn}{dR} = -\frac{n}{R}. \quad (10)$$

Kravet er altså oppfylt hvis n avtar med $1/6,4 \cdot 10^6$ per meter.

Tilstandslikningen for luft oppfattet som en ideell gass kan skrives

$$p = R_s \rho T \quad (11)$$

der R_s er luftas spesifikke gasskonstant og ρ dens tetthet. Ved å kombinere likningene (1) og (11) fås

$$\rho = \frac{1}{kR_s}(n-1) \quad (12)$$

Derivasjon gir

$$\frac{d\rho}{dR} = \frac{\rho}{n-1} \frac{dn}{dR} \quad (13)$$

Innsetting fra likning (10) leder til

$$\frac{d\rho}{dR} = -\frac{n}{n-1} \frac{\rho}{R} \quad (14)$$

Innsetting av $n-1 \approx 3/10\,000$, $\rho = 1,2 \text{ kg/m}^3$ og $R = 6,4 \cdot 10^6$ m gir $d\rho/dR = -(1/1600) \text{ kg/m}^4$.

Ettersom høydereduksjonen i tetthet som skyldes lavere trykk ligger på $(1/8000) \text{ kg/m}^4$, altså $1/5$ av kravet, må de resterende $4/5$ av reduksjonen i tetthet med høyde skyldes temperaturendringen. Da lufttemperaturen ligger ikke så langt unna 300 K og kravet er en endring i tetthet på $1/2000 \text{ kg/m}^4$, gir dette en temperaturgradient på $300 \text{ K} \cdot 1/2000 \text{ m} = 0,15 \text{ K/m}$.

Denne argumentserien⁽¹⁾ gir et resultat som harmonerer bra med de $0,11 - 0,12 \text{ K/m}$ man historisk har fått ved målinger av temperaturfall per meter stigning når lysstråler har mulighet til å følge jordkrumningen.

Til vanlig vil temperaturen avta med $0,0065 \text{ K/m}$ oppover i atmosfæren. Dette vil i svært liten grad motvirke effekten fra trykkgradienten. Under forhold der man kan se bak horisonten vil derimot effekten fra temperaturgradienten dominere og virke samme vei som trykkgradienten.

Avsluttende kommentar

Luftspeilinger er optiske fenomener som kan opptre nær horisonten både i varme og kalde strøk. De kan også forekomme i forbindelse med lag av luft med ulik temperatur høyere oppe i atmosfæren, og kan føre til feiltolkninger både visuelt og ved bruk av radar.

Referanser

1. A.T. Young: *An Introduction to Mirages*. (2012), Internett: <http://mintaka.sdsu.edu/GF/mirages/mirintro.html>

2. J.A. Stone and J.H. Zimmerman: *Index of Refraction of Air*. (2004), Internett: <http://emtoolbox.nist.gov/Wavelength/Edlen.asp>
3. N.N. Rao: *Elements of Engineering Electromagnetics. Sixth Edition*. Pearson Education Int., New Jersey, 578–580 (2004)
4. Internett: en.wikipedia.org/wiki/Mirage

∞

Fysikk og norsk oljeproduksjon

Lars Egil Helseth *

'Peak oil' er et begrep som har viktige implikasjoner, også utenfor petroleumsforskning og industri. Dette betyr i all hovedsak at man ved opphenting av petroleum fra reservoarer med endelig volum før eller senere må nå maksimal og deretter avtagende produksjonsrate. En av de enklere modellene for å studere dette fenomenet er den såkalte logistiske modellen. Vi skal her diskutere hvordan 'peak-oil' kan studeres ved hjelp av en slik enkel fysisk modell, og da spesielt hvordan den kan tilpasses tilgjengelige data for norsk oljeproduksjon.

Hubbert og 'peak oil'

Petroleum (fra latin, der 'petra' betyr stein og 'oleum' betyr olje) er råolje og gass som finnes i reservoarbergarter i de øvre deler av jordskorpen. Vanligvis dannes petroleum ved at alger eller døde dyr brytes ned over millioner av år under høye trykk og temperaturer. Utvinning av petroleum spiller en stor rolle over hele verden, og er per i dag den en-

ergikilden vi støtter oss til i transport og oppvarming.

Selv om vi ikke helt vet hvor mye petroleum som er tilgjengelig i de øvre deler av jordskorpen, er det klart at denne mengden er endelig, og at menneskeheten snart trenger å finne nye energikilder. Dette temaet ble først tatt opp kvantitativt i 1956 av geofysikeren *Marion King Hubbert*, som på den tiden jobbet for oljeselskapet Shell.⁽¹⁾ Basert på eksisterende data, gjorde han noen grove estimater av når USA ville nå sin maksimale produksjon av olje, og kom fram til at dette ville skje rundt 1970. Da dette faktisk viste seg å stemme, fikk Hubbert og hans teori svært mye oppmerksomhet. Hubbert støttet seg på det som kalles en logistisk modell, som krever at oljeproduksjonen vokser eksponentielt etter at funn er blitt gjort, for deretter å avta ettersom mer og mer av ressursene i slike felt hentes opp. Den logistiske modellen forutsier blant annet at oljeproduksjonen vil begynne å avta når halvparten av de tilgjengelige ressurser er hentet opp. Dette fenomenet ble senere kalt 'peak oil', og Hubberts teori er blitt brukt til å forutsi utviklingen til en rekke oljereservoar med brukbar suksess.

Som vist i boken "Fysikk og energiresurser",⁽²⁾ kan logistiske modeller med hell brukes til å beskrive

* Institutt for fysikk og teknologi, Universitetet i Bergen.

forbruk av begrensede ressurser og gjelder derfor ikke bare for petroleum. Ett problem er at slike modeller gjerne er basert på antagelser uten særlig hold i den fysiske virkelighet, og disse antagelsene er ikke alltid like gode dersom man ønsker å få bedre innblikk i de bakenforliggende fysiske fenomener.

Modell for 'peak oil'

Ettersom Norge nå tilsynelatende har passert 'peak oil' (rundt 2004), kan det være av interesse å se hvorvidt en slik fysisk modell har relevans også her. Vi vil derfor nå prøve å lage en svært enkel modell for volumstrøm av olje fra et reservoar med V_{maks} liter olje tilgjengelig, med utgangspunkt i modellen som ble presentert av Abrams og Wiener i 2010.⁽³⁾ Størrelsen vi er interessert i er da gjerne volumstrømmen, da den kan si oss hvor mange liter olje per sekund (eller kubikkmeter per år) vi er i stand til å hente ut.

For å forenkle problemstillingen, skal vi sette opp en modell for oljeproduksjon under gitte omstendigheter, og anta at alle petroleumsprodukter følger samme modell. Petroleumsreservoaret har en fraksjon, ϕ , som angir volumprosent olje i væskeform i forhold til for eksempel vann og gass i reservoaret. Videre antar vi at olje har en konstant massetetthet, ρ_{olje} . Merk at ϕ er en funksjon av volumet av olje som er pumpet opp, $V(t)$, ettersom oljefraksjonen minker jo mindre olje som er igjen i reservoaret, slik at vi kan skrive $\phi = \phi(V)$.

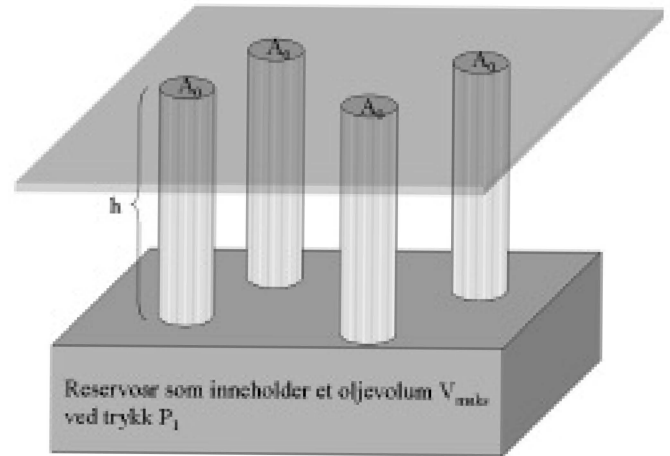
Vi antar at det ved tiden t er boret $N(t)$ rør som alle har samme konstante tverrsnittsareal, A_0 , som vist i figur 1. Det totale arealet er gitt som arealet til én brønn multiplisert med antall brønner, $A(t) = N(t)A_0$. Da vil det strømmen en oljemasse per tidsenhet gitt ved

$$\frac{dm}{dt} = \phi(t)\rho_{olje}A_0N(t)u(t), \quad (1)$$

der $u(t)$ er hastigheten til oljen som strømmer opp gjennom røret mot overflaten. Dersom vi dividerer med oljens massetetthet, får vi volumstrømmen av olje

$$\frac{dV}{dt} = \phi(t)A_0N(t)u(t). \quad (2)$$

Her har vi tre ukjente størrelser vi må identifisere, nemlig $\phi(t)$, $N(t)$ og $u(t)$. Det er rimelig å regne med at $\phi(t)$ avtar jo større oljevolum, $V(t)$, som er pumpet opp. Vi tenker oss altså at denne delen er proporsjonal med forholdet mellom gjenværende



Figur 1. Petroleum pumpes opp gjennom en rekke rør med tverrsnittsareal A_0 .

oljevolum, $V_{maks} - V(t)$, og V_{maks} . Følgelig er

$$\phi(t) = \phi_0 \left(1 - \frac{V(t)}{V_{maks}} \right), \quad (3)$$

der $\phi = \phi_0$ når $V = 0$. Merk at ligning (3) er gyldig for en rekke ulike funksjoner, $V(t)$, og ikke krever at $\phi(t=0) = \phi_0 = 0$ med mindre $V(t=0) = 0$.

Arealet $A(t)$ er en størrelse som stort sett bestemmes av menneskelige avgjørelser. Det vil si, det er ingeniører og politikere som avgjør det totale arealet på hullene som skal bores, tatt i betraktning økonomiske og politiske føringer, den teknologi som er tilgjengelig og reservoarets mekaniske egenskaper. Historien har vist at grådighet er et veiledende prinsipp i så måte. Jo større oljevolum oljeselskapet forventer å få ut, jo flere brønner borer de. Vi vil derfor anta at antallet av brønner, $N(t)$, er proporsjonalt med oljevolumet, $V(t)$, som er pumpet opp ved tidspunktet t , slik at

$$N(t) = N_{maks}V(t)/V_{maks}, \quad (4)$$

der N_{maks} er det maksimale antall brønner som er boret når all oljen i reservoaret er pumpet opp. Her er N_{maks} gitt av økonomiske og geologiske betingelser. Det totale arealet er da

$$A(t) = A_0N_{maks}V(t)/V_{maks}. \quad (5)$$

Til slutt må vi finne hastigheten, $u(t)$. Her er det nyttig å huske på Bernoullis ligning, som forteller oss sammenhengen mellom statisk trykk, dynamisk trykk og totaltrykk. Hastigheten kan estimeres ved hjelp av Bernoullis ligning dersom

vi antar at olje oppfører seg som en ikke-viskøs, ideell væske (som selvsagt ikke er tilfellet her, men som likevel ikke er noen dårlig første tilnærming). Trykket i reservoaret er P_1 , mens trykket ved overflaten av brønnen er P_2 . Olje med massetetthet ρ_{olje} pumpes en høyde h og ut av røret med hastigheten $u(t)$. Dermed gir Bernoullis ligning

$$P_1 = P_2 + \frac{1}{2}\rho_{olje}u^2 + \rho_{olje}gh, \quad (6)$$

eller

$$u(t) = \sqrt{\frac{2(P_1 - P_2)}{\rho_{olje}} + 2gh}. \quad (7)$$

I uttrykket for $u(t)$ er det bare trykkforskjellen som kan forandre seg med tiden. Den antas her å avta mye saktere enn variasjonene i $\phi(t)$ og $A(t)$. Under disse betingelsene kan $u(t)$ oppfattes som konstant. Dette betyr at størrelsen

$$K_p = \frac{\phi_0 A_0 N_{maks}}{V_{maks}} \sqrt{\frac{2(P_1 - P_2)}{\rho_{olje}} + 2gh}, \quad (8)$$

kan betraktes som konstant, slik at produksjonshastigheten av olje (volum per tid) kan skrives

$$P(t) = \frac{dV}{dt} = K_p V \left(1 - \frac{V}{V_{maks}}\right). \quad (9)$$

Ved derivasjon av ligning (9) får vi

$$\frac{dP}{dt} = K_p P(t) \left(1 - 2\frac{V}{V_{maks}}\right). \quad (10)$$

Produksjonen av olje er størst når $dP/dt = 0$, og dette inntreffer når $V_{peak} = V_{maks}/2$, altså når halvparten av de tilgjengelige ressurser er brukt opp. Setter vi dette inn i ligning (9), får vi

$$P_{peak} = K_p \frac{V_{maks}}{4}. \quad (11)$$

Ligning (9) er en 1. ordens differensialligning som vi kan løse og få

$$V(t) = \frac{V_{maks}}{1 + e^{-K_p(t-t_{peak})}}, \quad (12)$$

der produksjonen av oljen har sitt maksimum når

$$t_{peak} = \frac{1}{K_p} \ln \left(\frac{V_{maks}}{V_0} - 1 \right), \quad (13)$$

der $V_0 = V(0)$. Ligning (12) gir oss det totale akkumulerte volumet av olje, og er en monotont økende funksjon siden opphentet oljevolum øker med tiden.

Vi merker oss at modellen krever at $V \rightarrow 0$ når $t \rightarrow \infty$, men gir verdien $V_0 = V_{maks}/(1 + e^{K_p t_{peak}})$ når $t = 0$. Dette er et resultat av våre antagelser for $\varphi(V)$, $N(t)$ og $u(t)$, og betyr at produsert oljevolum ikke er lik null ved $t = 0$. I praksis får denne svakheten i modellen liten betydning dersom man ikke er spesielt interessert i tidsintervaller nær $t = 0$. I mange tilfeller er man mest interessert i produksjonsraten $P(t) = dV/dt$, som vi finner ved å derivere ligning (12). Det gir

$$P(t) = \frac{K_p V_{maks} e^{-K_p(t-t_{peak})}}{[1 + e^{-K_p(t-t_{peak})}]^2}. \quad (14)$$

Denne ligningen kan også skrives på formen

$$P(t) = \frac{2P_{peak}}{1 + \cosh[K_p(t - t_{peak})]}, \quad (15)$$

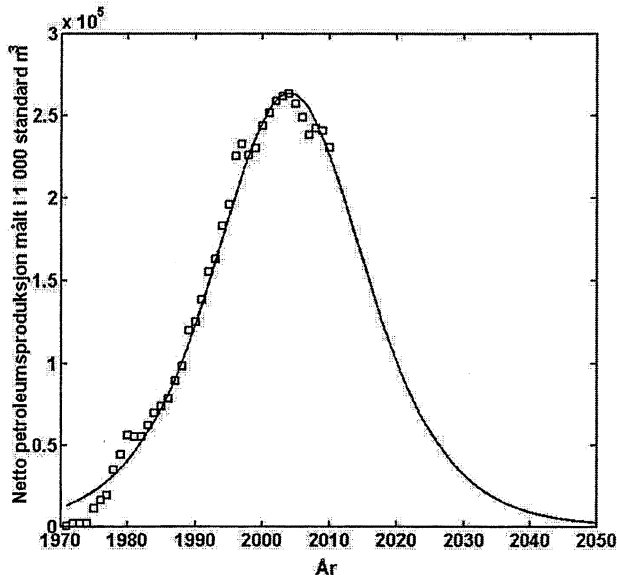
ved å bruke egenskapene til $\cosh()$ -funksjonen. Ligning (15) har formen til en velkjent funksjon som ofte brukes i studier av 'peak-oil'. Her har vi imidlertid basert vår utledning på en fysisk modell med gitte antagelser. Det må påpekes at vår modell er relativt enkel, og at det er konstruert mer nøyaktige modeller. Men de er så matematisk kompliserte at numeriske beregninger vanligvis må tas i bruk. Vi skal nå vise at den enkle modellen presentert her likevel gir ganske bra resultater.

Norsk oljeproduksjon

Statistisk sentralbyrå (SSB) har samlet data om netto norsk petroleumproduksjon siden begynnelsen av 1970-tallet, som vist i figur 2. I denne figuren er boksene den målte produksjonen av petroleum (salgbar mengde) gitt i 1000 sm³ per år (fra <http://www.ssb.no/ogprodre/tab-01.html>⁽⁴⁾), der standard kubikkmeter (sm³) er en måleenhet som brukes i petroleumindustrien, og refererer til olje, gass og kondensat som måles ved en referansetilstand på 15 °C og 1,013 bar. Disse data representerer den totale petroleumproduksjonen, og ikke bare olje. Vi vil likevel ikke ta dette så tungt, og lettsindig anta at modellen presentert i forrige avsnitt gjelder også for andre petroleumprodukter enn olje. Modellen baserer seg på visse antagelser om petroleumstrafikken, brønnarealet og trykkutviklingen.

Den heltrukne linjen i figur 2 viser en tilpasning av ligning (15) til måledata. Det er brukt $P_{peak} = 263366 \text{ m}^3$, $K_p = 0,13 \pm 0,01 \text{ år}^{-1}$ og $t_{peak} = 2004$. I denne tilpasningen er bare K_p brukt

som tilpasningsvariabel, mens både P_{peak} og t_{peak} er basert på data fra SSB. Usikkerhetene i P_{peak} og t_{peak} er ikke oppgitt i ref. (4), selv om sistnevnte størrelse sannsynligvis kan antas å være $\pm 0,5$ år.



Figur 2. Norsk petroleumproduksjon. Boksene viser datapunkter fra SSB, mens den heltrukne linjen er en tilpassning av ligning (15) til disse dataene.

Nå kunne man tenke seg at også K_p kunne beregnes av de gitte data ved hjelp av ligning (13). Et estimat basert på data fra SSB gav $K_p = 0,19 \pm 0,01 \text{ år}^{-1}$, og dermed en kurve som ikke passet veldig bra til måldata. Grunnen til dette avviket vites ikke, men det kan være at noen av antagelsene i den gitte modellen gjør at en mer komplisert modell for arealbruk eller trykkutvikling må brukes. Noen fenomenologiske valg av slike modeller er presentert av Abrams og Wiener.⁽³⁾

Dersom man av politiske eller sikkerhetsmessige grunner, stanser produksjonen av olje, vil ikke massestrømmen av olje nødvendigvis være kontinuerlig og $N(t)$ beskrevet av ligning (4). Gyldigheten til ligning (15) avhenger derfor av jevn produksjon uten større avbrekk som tillater at antagelsene i modellen oppfylles. Dette kan tenkes å ha vært tilfelle for Norge, som har produsert olje under stabile politiske og internasjonale forhold uten begrensninger i infrastruktur eller kapital til drift og vedlikehold. Andre land, som USA og Storbritannia, har også produsert olje under slike forhold, og ligning (15) har vist seg å kunne tilpasses (med små modifikasjoner) til målt oljeproduksjon fra disse landene.⁽³⁾ På den andre siden vil oljeproduksjon fra land i mer urolige områder, som i midtøsten, ikke

kunne forventes å følge en såkalt 'Hubbert-kurve', for det meste grunnet avbrudd og politiske forhold.

Konklusjon

Til tross for dens begrensinger, er det for en fysiker tilfredsstillende å se at relativt komplekse forhold rundt oljeproduksjon kan modelleres av en enkel fysisk modell med ikke altfor mange antagelser. På den andre side er det svært urovekkende at ifølge denne modellen vil norsk oljeproduksjon være mindre enn på 1970-tallet om 30–40 år uten at vi har noen andre energikilder å erstatte olje med. Det som kalles "enhanced oil recovery", som er teknikker for å maksimere mengden olje som kan hentes ut, vil nok kunne forlenge 'halen' på kurven i figur 2. Videre er det klart at nye, store oljefunn vil generere nye 'Hubbert-sykluser' der man må bruke ligning (15) på nytt. Noen relativt store oljefunn er blitt presentert i den siste tiden, blant andre Aldous Major/Avaldsnes og Skrugardfeltet, og oljedirektoratet hevder at petroleumproduksjonen sannsynligvis vil kunne opprettholdes på omtrent samme nivå som nå i noen år til. (For mer informasjon om prognosene, se: <http://www.npd.no/no/Publikasjoner/Rapporter/Fire-framtidsbilder/>)

Det er imidlertid ennå usikkert hvor mye olje som faktisk kan hentes opp fra de nye feltene, og hvor stort avviket fra det teoretiske anslaget vist i figur 2, blir. Selv om dette kanskje er velkjente fakta, er det likevel noe vi bør minnes på ofte og grundig, da hele den norske økonomi og en vesentlig del av norsk forskning, hviler på dette grunnlaget.

Takk til Øyvind Grøn og Karl Måseide for nyttige kommentarer som forbedret denne artikkelen.

Litteratur

1. M. King Hubbert: *Nuclear energy and the fossile fuels*. Presented before the Spring Meeting of the Southern District Division of Production, American Petroleum Institute, March 7–9, 1956.
2. Ø. Holter, F. Ingebretsen og H. Parr: *Fysikk og energiresurser*. Universitetsforlaget, Oslo, 2. utgave (1998)
3. D.M. Abrams og R.J. Wiener: *Model of peak production in oil fields*. American Journal of Physics, **78**, 24–27 (2010)
4. Internett: <http://www.ssb.no/ogprodre/tab-01.html>

Fra Fysikkens Historie

USA-planar om ein nordlysrakett frå skip ved norskekysten i 1953-54

Andøya Rakettskytefelt feirar 50-årsjubileum i år. Den første ionosfæreraketten vart skoten opp derifrå 18. august 1962. 11. desember same året, gjekk den neste raketten opp frå Andøya for å studere nordlys. Dette var den første nordlysraketten som vart skoten opp utanfor Amerika. Men amerikanarane hadde planar om å skyte opp sin første nordlysrakett frå eit skip ved norskekysten alt i 1953.

"15 meters rakett til 200 km høyde ved Nord-Norges kyst."

"Storstilt eksperiment som kan gi meget verdifulle opplysninger, sier professor Størmer. – Løser raketten "Viking" nordlysets gåte?"

Dette var overskrift og ingress på ein stor artikkel i Aftenposten 23. januar 1953.

Viking-rakettar

Mot slutten av andre verdskrigen hadde Tyskland utvikla store og kraftige rakettar, V-1 og V-2, som kunne frakte bomber til London frå Fastlands-Europa. Den største, V-2, kunne frakte mange hundre kilo sprengstoff innover London. Fleire tusen av desse vart brukte slik.

Etter krigen vart restlageret av V-2 overteke av USA som ville bruke dei til atmosfæreforskning og astronomi. V-2 vart då modifisert og kalla "Viking". I desember 1952 hadde USA fått til ein Viking-rakett som nådde 215 km høgd med 700 kg last. Amerikanske forskarar ville no bruke ein slik rakett til nordlysstudier ved norskekysten, ifølgje Aftenposten.

USA-planar om nordlysrakettar

Aftenposten skreiv at forskarar ved *US Naval Research Laboratory* og *Office of Naval Research* var sterkt interesserte i nordlysforskning både for å kunne forstå dette fenomenet og for å kunne kartlegge den øvre delen i atmosfæren, truleg med tanke

på radiokommunikasjon. No hadde dei ein rakett som kunne frakte instrument opp i nordlyset og gjere målingar der. Dei hadde også fått bygt eit spesielt skip, USS "Norton sound", for oppskyting av Viking-rakettar, og dei hadde skote opp slike rakettar frå dette skipet både utanfor kysten av Alaska og nær ekvator, ved Peru. No ville dei skyte opp ein Viking-rakett (15 m høg og 5 tonn tung) med instrument for å studere nordlys ved polarsirkelen utanfor kysten av Nord-Noreg.

Denne informasjonen hadde Aftenposten frå Erik Bergaust, formann i Norsk Interplanetarisk Selskap. Det var sjefen for det amerikanske programmet for utforskning av atmosfærens høgare lag, Dr. Homar E. Newell, som hadde fortalt dette til Bergaust. Han hadde sagt at dei vona å gjennomføre dette prosjektet alt hausten 1953, eller i 1954.

Amerikanarane ynskte samarbeid om dette prosjektet med professor Carl Størmer og andre norske nordlysforskarar som dei rekna som dei fremste i verda på sitt felt. Dersom norske forskarar kunne gjere 'sine' målingar frå bakken medan raketten var i lufta, ville det kunne vere til stor hjelp for å kome nærare løysinga på spørsmålet om opphavet til nordlyset, hadde Newell sagt.

Instrumentering i raketten

Newell hadde fortalt at instrumenta i Viking-raketten ville kunne registrere ei rekkje vitskapelege data og sende desse kontinuerleg til ein stasjon på bakken ved hjelp av radiosignal. Nokre av instrumenta ville bli løyste ut frå raketten og falle ned i fallskjerm. Han hadde nemnt ei lang rekkje instrument som raketten kunne utstyrt med. Mellom desse var kamera, nordlysspektrometer, detektorar for kosmisk og ultrafiolett stråling, og instrument for måling av trykk og temperatur i atmosfæren. Dei rekna med at raketten kunne gå opp til 200 km høgd med slike instrument ombord. Men det var ikkje sikkert at dei ville utstyre ein nordlysrakett frå Noreg med alle desse instrumenta.

Denne instrumentlista kan verke meir som ei ynskeliste for ein nordlysrakett enn som ei liste over velpøvde raketinstrument i 1953, då berre 9 Viking-rakettar var skotne opp, og ingen for nordlysstudier.

Størmers kommentar

Carl Størmer hadde ikkje høyrte om desse planane før og vart svært begeistra, men ikkje overraska. Han hadde vona at både store rakettar og andre

tekniske nyvinningar som var utvikla under og etter krigen, kunne takast i bruk til forskning. Dette hadde han alt nemnt i eit foredrag om aktuelle problem i samband med nordlyset i oktober 1946. Der hadde Størmer først nemnt radaren. Og berre nokre månader etterpå lykkast det for britiske forskarar (Lowell, Klegg og Ellvet i Manchester) å få eit radarekko frå nordlys.

Så hadde Størmer nemnt at dei store V2-rakettane kunne få avgjerande betydning for forståinga av nordlyset dersom dei kunne sendast opp i nordlyset med instrument som kunne måle partiklane som er årsak til nordlyset, og samtidig kunne gje informasjon om atmosfærens samansetjing og fysiske tilstand. Då ville ein kunne få eit fast grunlag å byggje på for vidare nordlysstudier. "Visstnok er dette fremdeles drømmer," hadde han sagt, "men utviklingen i naturvidenskapen går så svimlende fort at en umulighet er det ikke. Men derved vil antagelig nye aktuelle problemer melde seg, for nordlyset står som vi har sett, i forbindelse med en hel del viktige fenomener som er likeså interessante som nordlyset selv." Dette hadde Størmer sagt i 1946, ifølgje Aftenposten. No venta han på å bli kontakta av dei amerikanske forskarane dersom dei ynskte samarbeid om dette prosjektet. Men han meinte at det ville vere betre å skyte opp ein nordlysrakett nær Nordlysobservatoriet i Tromsø enn ved polar-sirkelen.

"Nordlysets gåte"

Carl Størmer (78 år) var no i gang med å skrive ferdig den store boka si om nordlyset: "The Polar Aurora".⁽¹⁾ Denne boka avslutta han slik: "As to the nature and sign of the corpuscles producing the aurora, we have seen that protons have been observed descending in the atmosphere. But electrons probably also arrive in association with protons. The best way to get decisive information about the auroral corpuscles might be to send high-flying rockets up in the aurora, an experiment which it might be possible to do now." Det var denne "nordlysets gåte" Størmer no vona dei amerikanske raketane kunne vere med på å løyse.

Det hadde vore mange "gåter" å løyse i nordlysforskinga gjennom tidene. Ei av dei gjaldt nordlysets høgde, som Størmer langt på veg hadde løyst. Saman med fleire assistentar hadde han gjort fotografiske trianguleringsmålingar av mange nordlys. Desse hadde vist at nordlys berre opptre i høgder

over 80–90 km. Det kan ikkje kome ned på fjelltoppar, slik Kr. Birkeland og fleire trudde 50 år tidlegare. Dette var viktig å vite for vidare forskning.

Nordlysspektrum hadde vist at det er den tynne lufta der oppe som lyser når partiklar utanfrå (opp-haveleg frå sola) "bombarderer" atmosfæren og eksiterer atom og molekyl i lufta. Nordlysspektrum kunne såleis fortelje om korleis atmosfæren var samansett i nordlysregionane. Gassane viste seg å vere dei same der som ved bakken, berre med noko annleis blandingsforhold og med fleire ioniserte atom og molekyl. Dei lettaste gassane i atmosfæren flaut ikkje opp slik mange hadde trudd. Professor Lars Vegard ved Universitetet i Oslo, hadde gjort grunnleggjande studium av dette. Men ein visste enno lite om korleis "partikkelnedbøren" var samansett og kva slag energiar partiklane hadde. Slik informasjon ville ein kunne få frå partikkelmålingar med rakettar i nordlyset.

I oktober 1939 hadde Vegard funne svake emisjonslinjer frå hydrogen i spektrum frå nordlys han observerte frå Blindern lavt i nord. Dette tolka han slik at hydrogenatom av og til kom inn i atmosfæren utanfrå og sende ut sine karakteristiske spektrallinjer. Ingen hadde funne hydrogenlinjer i nordlysspektrum før, og denne oppdaginga vart rekna som det første direkte "bevis" på at partiklar utanfrå kom inn i atmosfæren og skapte nordlys.

Seinare oppdaga Vegard og fleire, at hydrogenlinjene i nordlysspektrum var forskyvne mot kortare bølgjelengder når spektrografen var retta oppover langs magnetfeltet. Slik forskyvning såg ein ikkje på hydrogenlinjer som var registrerte i lav elevasjon på tvers av magnetfeltet. Dette var også ei "gåte" sidan nøytrale hydrogenatom ikkje kunne vere bundne til magnetfelet.

Denne gåta vart løyst under eit internasjonalt geofysikarmøte i Oslo i 1948. Då kom ein til at det måtte vere proton (med positiv ladning) som kom inn i atmosfæren (i spiralbaner) langs magnetfeltet. Slike proton kunne fange opp elektron (med negativ ladning) i ionosfæren og bli til nøytrale og eksiterte hydrogenatom, som så ville sende ut lys. Hydrogenatom som vert danna på denne måten vil halde fram i omlag same retning som protona hadde, sidan elektron er mykje lettare enn proton. Spektrallinjer frå slike hydrogenatom ville difor kunne vise dopplerforskyving mot kortare bølgjelender når dei blir observerte oppover langs magnetfeltet. Observasjonar på tvers av magnetfeltet vil ikkje gje slik forskyving, berre breiare linjer sidan protoner kjem i spiralbanar ned langs magnetfeltet. Dette rekna

ein som bevis på at proton kjem inn i atmosfæren og skapar nordlys.

Men det var gode grunnar til å tru at elektron også kjem inn i atmosfæren saman med proton og skaper nordlys, slik Størmer skreiv i boka si. No vona han at også denne "gåta" kunne løysast med Viking-raketar. – Men snart kom Aftenposten med eit nytt oppslag om denne saka.

"Ingen 'nordlys-rakett' fra Nord-Norge før 1955."

"Det "klikker" for ofte til at man vil legge ut på en så kostbar ekspedisjon for tidlig."

Dette skreiv Aftenposten alt 14. april 1953, og kjelda var Erik Bergaust også denne gongen. Han var no heime frå USA for å halde foredrag i Norsk Interplanetarisk Selskap om amerikansk rakettproduksjon til militære formål. Men han kom no også inn på dei amerikanske planane om nordlysforsking med ein rakett frå kysten av Nord-Noreg.

Bergaust sa at Homer Newell var glad for at professor Størmer hadde vist så stor interesse for deira planar. Men dette prosjektet måtte dessverre vente sidan Viking-rakettane enno ikkje var gode nok til at amerikanarane ville gje seg ut på ein så kostbar ekspedisjon enno. Det hadde hendt at noko hadde "klikka" i rakettane slik at dei ikkje heva seg frå bakken, hadde Newell fortalt, og derfor kunne det ikkje bli nokon Noregs-rakett, korkje dette året eller det neste. Men amerikanarane ville gjennomføre forsøket så snart dei rekna det som økonomisk og teknisk forsvarleg. Dei ville ikkje skuffe nordmennene med ei mislukka oppskyting. Det ville vere betre å vente til dei var sikre på at forsøket ville lukkast. Men han vona at "den fremragende norske nordlysforsking – som det første land i verden utenfor De forente stater – måtte bli belønnet med å få en Viking-rakett til disposisjon". – Men slik vart det ikkje.

Amerikanarane skaut opp sine første nordlysraketar (av annan type) frå Ft. Churchill ved Hudson Bay i Canada, i januar–februar 1958.

Forskringsraketar frå Noreg – likevel

Etter desse rakettoppskytingane vart det klart at instrumenterte raketar var eit verktøy vi måtte ta i bruk også her i landet om vi skulle hevde oss i forsking på nordlys og den øvre atmosfære, der vi hadde lange og rike tradisjonar. Kysten nørdest i Nordland, og ved Troms og Finnmark, ligg i nordlyssona

og ville vere serleg godt eigna til å skyte opp slike raketar ifrå. Men dette ville vere dyre eksperiment for eit lite land som Noreg. Likevel vart det oppretta eit norsk utval for romforskning i januar 1960, med personar som hadde visjonar for slik forsking. To år seinare var bygging av eit skytefelt for forskingsraketar i gang på Andøya, og 18. august 1962 gjekk den første raketten opp derifrå.

Denne raketten var langt mindre enn Viking og mykje enklare å handtere. Den var instrumentert for å måle elektrontettleikar i ionosfæren som var avgjerande for radiosamband over store avstandar. Oppskytinga var vellukka, og raketten gjekk opp til 101,5 km, noko lågare enn venta, men gav brukbare data. Dette 50-årsjubileet vart feira i stor stil på Andøya i sommar. *Vi gratulerer!*

Den neste raketten frå Andøya var instrumentert for nordlysstudier med både fotometer og partikkeldetektor om bord, i tillegg til at den kunne måle elektrontettleikar i ionosfæren. Denne raketten vart skoten opp 11. desember 1962 som den første nordlysraketten utanfor Amerika, og gjekk opp til 120,8 km. Alle instrumenta gav data.

Desse første forskingsraketane frå Andøya var eit samarbeidsprosjekt mellom norske og danske forskarar, og USA sitt sentrale organ for forsking og romverksemd, NASA. Norske ingeniørar hadde vore i USA og fått opplæring i instrumentering og telemetri (radiosamband) til raketar. Amerikanarane spanderte rakettmotorane (Nike/Cajun), og dei lånte også ut ein mobil telemetristasjon til skytefeltet. Norske militære tok seg av oppskytingane.

Andøya Raketttskytefelt er no bygt ut med tilhøyrande observatorium (ALOMAR) til å bli eit av dei fremste i sitt slag og blir brukt av forskarar frå "heile verda".^(2,3,4) Til no er over 1000 forskingsraketar skotne opp derifrå og frå raketttskytefeltet sin "utestasjon" i Ny-Aalesund på Svalbard.

Referansar

1. Carl Størmer: *The Polar Aurora*, Oxford at the Clarendon Press, (1955)
2. Eivind V. Thrane: *40 år med forskningsraketar fra Andøya*. Fra Fysikkens verden **64**, Nr. 4, 105-110 (2002)
3. Eivind V. Thrane og Ulf-Peter Hoppe: *ALOMAR – Atmosfæreforskning ved Andøya Raketttskytefelt*. Fra Fysikkens Verden **65**, Nr. 4, 89-95 (2003)
4. Internett: www.rocketrangle.no

Karl Måseide

Hva skjer

Kavliprisen i astrofysikk 2012

Kavliprisen er blitt utdelt hvert annet år siden 2008 av det Det Norske Videnskaps-Akademi i samarbeid med Kavli Foundation og Kunnskapsdepartementet. Årets prisvinnere i astrofysikk er **David Jewitt**, Department of Earth and Space Sciences, University of California, Los Angeles, USA, **Jane X. Luu**, Lincoln Laboratory, Massachusetts Institute of Technology, USA og **Michael E. Brown**, Division of Geological and Planetary Sciences, California Institute of Technology, Pasadena, USA, "*for discovering and characterizing the Kuiper Belt and its largest members; – work that led to a major advance in understanding the history of our planetary system*".

Fram til 1980-tallet var bildet av solsystemet delt i et indre område som bestod av planeter, asteroider og kometer, og en ytre område som var uforklarlig tomt. Den nederlandske astrofysikeren *Gerard Kuiper* foreslo i 1951 at det måtte være et område et godt stykke utenfor Neptuns bane som inneholder et stort antall små legemer (planetisi-

maler) som er restene av materialet de store planetene var blitt dannet av for omkring 4,3 milliarder år siden. Dette såkalte Kuiperbeltet strekker seg fra omkring 30 til mer enn 50 astronomiske enheter (AU) fra Solen. (Én astronomisk enhet svarer til jordbanens midlere radius.)

Planeter i baner omkring en stjerne utgjør et flerlegemesystem hvor gravitasjonskrefter mellom legemene også fører til baneforandringer. I de første 100 millioner år etter at vårt solsystem ble dannet ble planeter, mindre legemer og øvrige rester skjøvet lengre ut i solsystemet. Både Saturn, Uranus og Neptun ble dannet i området mellom 5,5 AU og 17 AU fra Solen, hvilket var vesentlig nærmere enn deres nåværende avstander som er henholdsvis 9,5, 19,2 og 30,1 AU. I tillegg bidrar solvind og strålingstrykk merkbart med en utoverrettet kraft på de lettere legemene. Dette førte til at de opprinnelige smålegemer i Kuiperbeltet ble spredd videre helt ut til Oort-skyen som ligger mellom 50 000 og 100 000 AU fra Solen. Forutsigelsen av eksistensen av en slik sky krediteres den nederlandske astronomen *Jan Hendrik Oort* som i 1950 foreslo at langperiodiske kometer måtte stamme fra en ekstremt fjern, sfærisk sky av dypfrosne, fosfile smålegemer. Det ble etter hvert klart at kortperiodiske kometer derimot, dvs. de som har perioder mindre enn 200 år, måtte stamme fra et mye nærmere område som kunne passe med Kuiperbeltet.

Planetforskeren David Jewitt satte seg som mål å undersøke nærmere hvorvidt Kuiperbeltet virkelig var tomt, eller om objektene der ute bare var for lyssvake til å kunne bli registrert med tilgjengelige instrumenter. I nært samarbeid med Jane Luu utviklet han stadig bedre og mer følsomme instrumenter og metoder for registrering av ekstremt lyssvake objekter. Takket være den raske utvikling og forbedring av CCD-detektorer i kombinasjon med tilgang til observasjonstid på bedre og større teleskoper, kunne de registrere objekter som var flere størrelsesordener svakere i lysstyrke enn tidligere var mulig. Ved å skifte raskt ("blinke") mellom bilder som var tatt med noen timers mellomrom fra samme område på himmelen, ville objekter som flytter seg målbart i forhold til det stasjonære mønster av fjerne lyskilder skille seg ut.

Fra observasjoner med et 2,24 m teleskop på Mauna Kea på Hawaii, greide Jewitt og Luu i august 1992 å påvise det første kuiperlegemet, som ble gitt navnet 1992 KB1. Jewitt og Luu ble deretter gitt tilgang til mer observasjonstid med stadig større



Figur 1. David C. Jewitt, Jane X. Luu og Michael E. Brown mottar Kavliprisen i astrofysikk i Oslo konserthus 4. september 2012. (Foto: Erlend Aas/NTB Scanpix).

teleskoper, og seks måneder senere påviste de nok et kuiperobjekt. Jewitt og Luu viste at Kuiperbeltet inneholder et stort antall fossile smålegemer av stein og is som er rester av materialet som smeltet sammen og dannet planetene. Mer enn 70 000 av de registrerte kuiperlegemene er større enn 100 km i utstrekning.

Oppmuntret av Jewitts og Luus påvisning av Kuiperbeltet lanserte den tredje av prisvinnerne, Michael Brown, et omfattende observasjonsprogram som ble spesielt tilpasset leting etter de mest massive objekter i de ytre områdene av solsystemet. Etter tre års søk og oppgradering av deres CCD-detektor og målemetode, greide Brown og hans team i juni 2002 å påvise et kuiperlegeme som viste seg å være omkring halvparten av Plutos størrelse. Dette objektet ble kalt Quaoar, etter en gud fra Tongvafolkets mytologi. Deretter fulgte påvisninger av en rekke dvergplaneter; bl.a. Sedna i 2003, Make-make og Eris i 2005, hvilket gjorde det klart at Pluto kun er én blant flere omtrent like store dvergplaneter (figur 2).

At Eris og Pluto er omtrent like store samtidig som Eris har 27 % mer masse enn Pluto, viser at de er så forskjellige at de må være dannet under

vesentlig ulike forhold. Sedna er kanskje den mest oppsiktsvekkende blant dvergplanetene ved at den beveger seg i en ekstremt lang, elliptisk bane som den bruker mer enn 11 000 år på å tilbakelegge. På det nærmeste er den to ganger Neptuns avstand fra Solen. To mulige forklaringer på Sednas unike bane kan være at den tidlig enten er blitt trukket inn i en slik bane av et passerende massivt legeme, eller at den kan være kapret fra et passerende planetsystem i den tidlige kaotiske fasen under dannelsen av vårt solsystem.

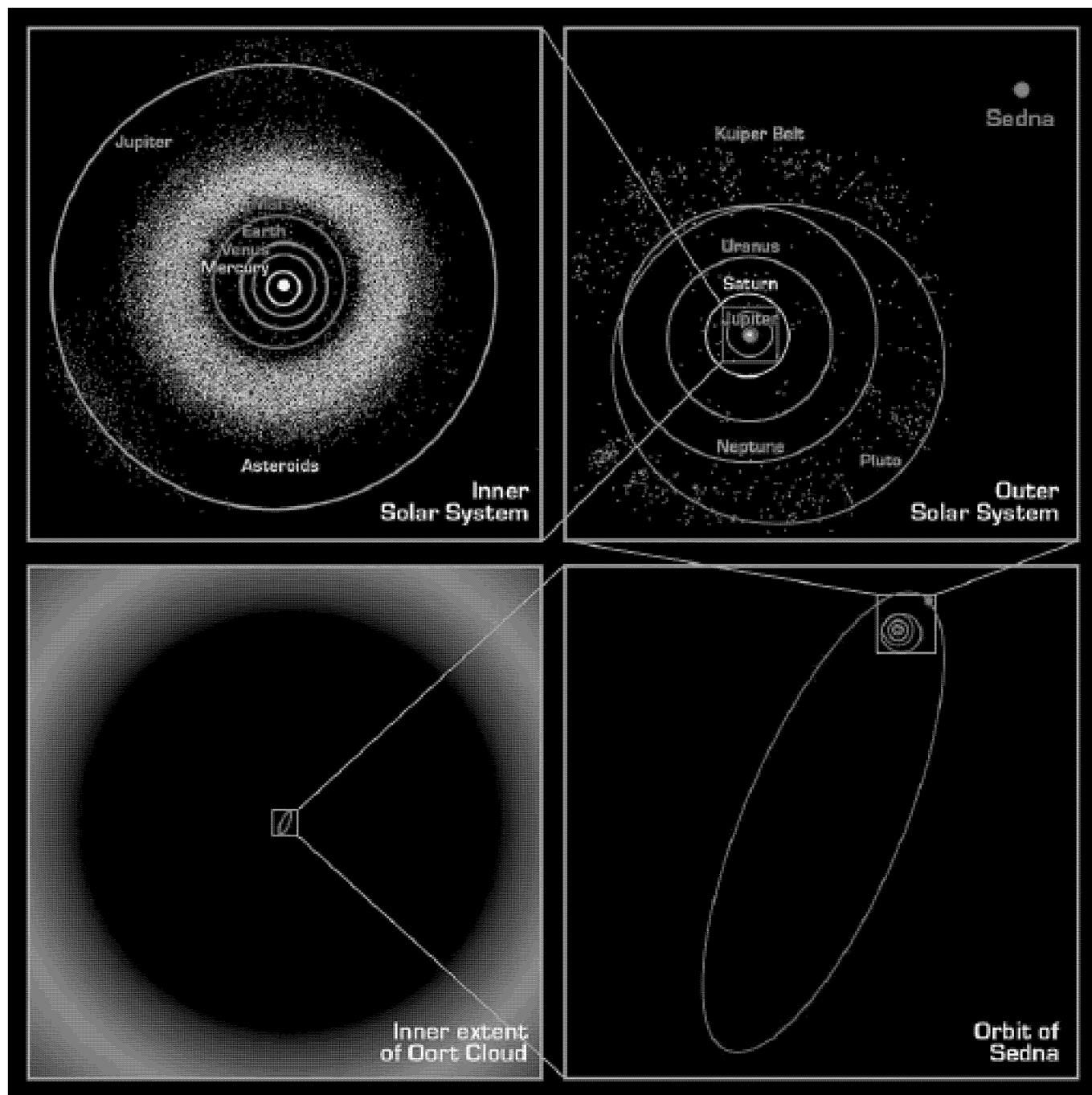
De to øverste tegningene i figur 3 illustrerer banene for henholdsvis de indre planetene og asteroidebeltet, og de ytre planetene med Kuiperbeltet. Sednas nåværende posisjon i forhold til de ytre planetene, vises i figuren oppe til høyre, mens dens ekstreme bane ses på bildet nede til høyre. Den indre delen av Oort-skyen er vist på bildet nede til venstre i figuren.

David Jewitt, Jane Luu and Michael Brown har påvist eksistensen av et innholdsrikt Kuiperbelte i den ytre del av vårt solsystem som huser dvergplaneter og et enormt antall fossile smålegemer (figur 3). Deres studier av kuiperlegemenes sammensetning og banebevegelser har bidratt med ny vesentlig kunnskap og innsikt om de ulike fasene i solsystemets dannelse og utvikling.



Figur 2. Figuren viser størrelsen til de største kuiperlegemene relativt til hverandre og til Jorda. Merk at Xena var det midlertidige navnet på det som nå er kjent som dvergplaneten Eris. (Foto: AP Photo/NASA/NTB Scanpix).

HUSK Å
MELDE
ADRESSE-
FORANDRING



Figur 3. Tegningen øverst til venstre viser banene til de innerste planetene med jorda og asteroidebeltet mellom Mars og Jupiter. Bildet øverst til høyre viser Kuiperbeltet og dvergplaneten Sedna som på det nærmeste har en avstand til Solen som er den dobbelte av Neptuns. Tegningen under viser Sednas bane i forhold til Neptuns og de øvrige planetenes baner. Tegningen nede til venstre angir den meget fjerne sfæriske Oort-skyen. (Credit: NASA/JPL-Caltech/R. Hurt (SSC-Caltech)).

Litteratur

1. David Jewitts hjemmeside:
http://www2.ess.ucla.edu/~jewitt/David_Jewitt.html
2. Internett: *Solar System Exploration*:
<http://solarsystem.nasa.gov/index.cfm>

3. Internett: *Kuiper belt Objects*:
Facts about the Kuiper Belt & KBOs: <http://www.space.com/16144-kuiper-belt-objects.html>

Oddbjørn Engvold

Kavliprisen i nanovitenskap 2012

Kavliprisen i nanovitenskap 2012 ble delt ut for tredje gang 4. september. Overrekkelsen av prisen ble foretatt av HM Kong Harald i Oslo Konserthus. Prisvinneren var professor **Mildred Dresselhaus**, Massachusetts Institute of Technology, USA "for hennes pionerbidrag til studier av fononer, elektron-fonon vekselvirkninger og termisk transport i nano-strukturer".⁽¹⁾ Hun har fått tilnavnet "dronningen av karbon" og har vært en mentor og rollemodell for unge forskere i feltet.

Bakgrunnen for Kavliprisen

Det er tre Kavli-forskningspriser knyttet til forskningsområdene astrofysikk, nanovitenskap og nevrovitenskap. De deles ut annethvert år i Oslo av den amerikanske stiftelsen Kavli Foundation⁽²⁾ og Det Norske Videnskaps-Akademi. Prisfondet er opprettet av den norsk-amerikanske forretningsmannen Fred Kavli, og prisen ble første gang utdelt i 2008.

Valget av prisvinnere skjer helt uavhengig av den økonomiske bidragsyter ved at Akademiet har opprettet tre internasjonalt sammensatte fagjuryer bestående av de fremste forskere innenfor de respektive vitenskapsgrenene som prisene tildeles i. Hver av prisene er på 1 mill US\$. I tillegg får hver av prisvinnerne en gullmedalje og et diplom.

Ved siden av å belønne fremragende vitenskap, skal Kavliprisene også skape blest om grunnleggende og langsiktig forskning – og minne oss om at hele vårt moderne samfunn er avhengig av solid forskning. For å sitere Fred Kavli: "*Practically everything we touch in our daily lives has been improved or developed through basic research.*"

Innsatsen til Mildred Dresselhaus

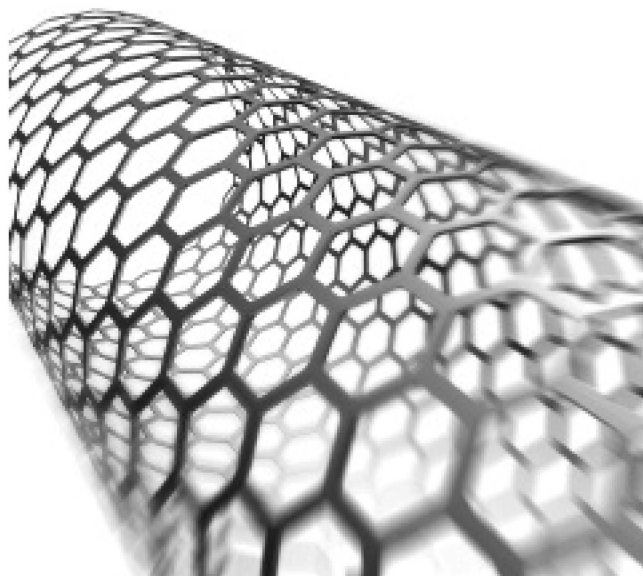
Forskningen til Dresselhaus (figur 1) er innen nanokarbonfeltet.⁽³⁾ Nanovitenskap er vitenskapen om det som er ekstremt lite. Det innebærer studier og manipulering av atomer og molekyler på nanometerskala – rundt 100 000 ganger mindre enn bredden på et menneskehår. Nettopp fordi strukturene er små, får de helt spesielle egenskaper som er forskjellige fra egenskapene til materialer vi bruker i dag. Dette innvarsler en helt ny teknologi på mange områder.

Historien om karbon er vevd sammen med historien om nanovitenskap. Så tidlig som på 1960-tallet, ledet Dresselhaus en av de aller første gruppene som

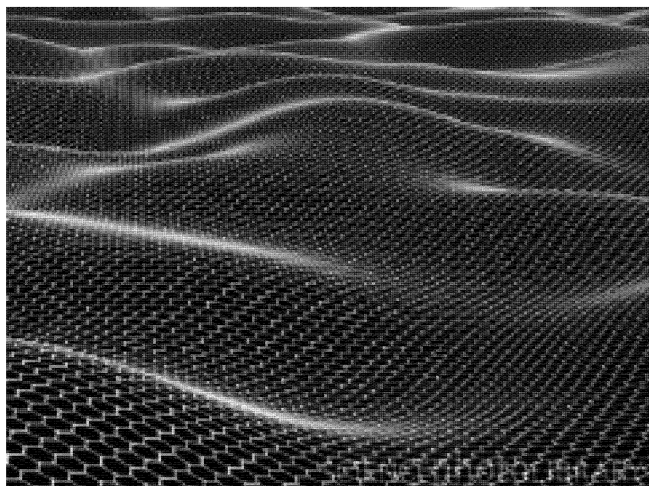


Figur 1. Mildred Dresselhaus, prisvinneren i nanovitenskap.

utforsket karbonmaterialer som danner grunnlaget for endimensjonale karbonnanorør (figur 2) og todimensjonal grafén (figur 3). Hun forutså også at det kunne være mulig å lage et molekyl bestående av 60 karbonatomer, som fikk navnet "fotballmolekylet".



Figur 2. Datamaskinmodell av et karbonnanorør som viser den sekskantede strukturen. Diameteren er typisk noen få nanometer og lengden kan være opp til flere millimeter. Disse nanorørene har helt uvanlige og potensielt nyttige egenskaper som svært høy strekkstyrke, høy elektrisk og termisk ledningevne og relativt stor kjemisk stabilitet. Sumio Iijima mottok i 2008 Kavliprisen i nanovitenskap for oppdagelsen og karakteriseringen av disse rørene.⁽⁵⁾ (Kilde: Science Photo library.)



Figur 3. Grafén er et materiale med lignende egenskaper og sammensetning som grafitt, men grafén består bare av ett lag av karbonatomer ordnet i et sekskantmønster. Grafén leder elektrisitet bedre enn silisium. Materialet kan tenkes å ha nye muligheter innen materialteknikk og elektronikk. Geim og Novoselov fikk Nobelprisen i fysikk i 2010 "for banebrytende eksperimenter med det todimensjonale materialet grafén".⁽⁴⁾ (Kilde: Jannik Meyer.)

Dresselhaus banet dermed vei for forskning som har resultert i to nobelpriser: "fotballen" i 1996 (Smalley, Kroto og Curl), og grafén i 2010 (Geim og Novoselov),⁽⁴⁾ samt Kavliprisen for karbonnanorør i 2008 (Iijima).⁽⁵⁾

Dresselhaus oppnådde en enestående mikroskopisk forståelse av egenskapene til nanostrukturer med et utsøkt sett av eksperimentelle teknikker. Hun var bl.a. en pionér med bruk av ramanspektroskopi som et sensitivt verktøy for å karakterisere lavdimensjonale materialer som er ett enkelt atom tykt, herunder karbonnanorør og grafén.

Et karbonsjikt så tynt som ett atom kan foldes til et rør som et stykke papir og kan vris til ulike spiralvinkler. Dresselhaus påpekte at vridningen kontrollerer fullstendig egenskapene til slike nanorør når det gjelder å lede strøm og varme. Det hun fant kan bl.a. lede til helt nye såkalte termoelektriske materialer som kan omforme varme til elektrisk strøm og dermed fange opp spillvarme som ellers går tapt på mange områder. – Bare kjenn på bilmotoren etter at du har parkert!

Kavliprisen kunne ha vært gitt Dresselhaus for hennes arbeider på karbonfeltet som helhet, men Kavli-priskomiteen i nanovitenskap har ønsket å hedre henne for hennes spesifikke gjennombrudd i studier av fononer, elektron-fononvekselvirkninger og termisk transport i karbonnanostrukturer.

Ingen vet hvor de banebrytende og spennende arbeidene til Dresselhaus fører oss. Det er net-

topp dette som er kjennemerket på nysgjerrigdrevet grunnforskning i Fred Kavlis ånd.

Referanser

1. Kavli-komiteens begrunnelse: <http://www.kavliprize.no/artikkel/vis.html?tid=54646>
2. www.kavlifoundation.org
3. Mildred S. Dresselhaus: *Fifty years in studying carbon-based material*. Phys. Scr. T146, 014002 (2012)
4. A. Sudbø og J. Linder: *Nobelprisen i fysikk 2010*. FFV 72, nr. 4, 117-119 (2010)
5. A.T. Skjeltorp: *Kavliprisen i nanovitenskap 2008*. FFV 70, nr. 4, 111-113 (2008)

Arne T. Skjeltorp

Formann i priskomiteen for nanovitenskap

∞

Debatt

Forbud mot gødelamper

Siden gode, gamle Thomas Alva Edisons glimrende oppfinnelse av glødelampen, som ble patentert i 1880, nå skal forbys, kunne det være betimelig at noen skrev en artikkel om dette lite gjennomtenkte miljøtiltaket som etter min mening slett ikke er miljøvennlig. Derimot vil jeg hevde at beslutningen er et eklatant bevis på at politikere og andre som foretar beslutninger i vårt samfunn, er altfor dårlig skolert i fysikk.

Argumentet som brukes er at all reduksjon av energiforbruk reduserer CO₂-utslipp; og siden 95 % av energien som tilføres en glødelampe avgis som varme i stedet for lys, er den miljøfiendtlig.

Glødelampen er ikke effektiv nok, hevdes det. Dette argumentet holder bra utendørs eller i Sør-Europa der det er varmt og mørkt samtidig, men ikke i Norden. I Norge er det svært sjelden over 20 °C når det er mørkt, det vil si når vi trenger en lyskilde. Varmen som glødelampen avgir innendørs kommer dermed også til nytte, slik at utbyttet faktisk blir 100 %. I Norge kjemper ikke en varmeprodukerende glødelampe mot en energikrevende *Air-condition*.

Glødelamper er vanligvis jevnt fordelt i stua der de avgir varme til lufta som omgir dem, og det er lufttemperaturen vi vil ha behagelig. Deres forbruk kan vel dreie seg om ca. 300 W i en normal stue. Langs veggen, gjerne plassert på yttervegger under vinduer, befinner det seg panelovner og radiatorer som avgir langt mer effekt, blant annet til å varme opp veggen bak dem til minst 50 °C. Denne temperaturen fører til avgitt varme til utsiden av huset uansett hvor godt veggen er isolert. – Rent energitap!

Ved å plassere varmekilden lenger inne i rommet reduseres energitapet. Glødelamper blir dermed mer energieffektive enn radiatorer og panelovner (se for øvrig <http://en.wikipedia.org/wiki/Heatball>).

”Miljøvennlige” lyspærer er fulle av miljøgifter som må behandles som spesialavfall. Glødelamper kan teoretisk spises!

Per Hauger

∞

Nytt fra NFS

Det lille fysikermøtet 2012

Det lille fysikermøtet fant i år sted på Universitetet for miljø- og biovitenskap, UMB, 23–25. august. I programkomiteen satt Arne Auen Grimenes, Hans Ekkehard Plessner, Per Osland og Åshild Fredriksen.

Det var 12 deltagere på møtet, og de ble tatt vel imot på Ås der det ble innledet med en omvisning i parken ved Dag Guttormsen, med muntre tilbakeblikk på noen av stedets tidligere begivenheter. Deretter holdt Gaute Einevoll en populærforelesning i Gamle festsal i Urbygningen som er dekorert i dragestil av Norges ledende treskjærer omkring 1905, John Borgersen. Temaet var beregningsbasert hjerneforskning.

Møtet fortsatte i hovedbygningens Tårn der Vidar Thue-Hansen fortalte om temperaturmålinger på Ås. Målemetoder og estimering av måleusikkerhet ble grundig debattert i en runde med spørsmål og kommentarer. Her så vi en av fordelene ved et møte med få deltagere: alle bidro til debatten. Dagen ble rundet av med middag i tårnet, som stedets kokker har all ære av.

Fredag 24. august ble innledet med orientering om UMB ved Hans Ekkehard Plessner og Arne Auen Grimenes. Deretter var det årsmøte i Norsk Fysisk Selskap med Per Osland som møteleder og Trine Wiborg Hagen som sekretær. I lunsjpausen mellom første og andre del av årsmøtet ga Petter Heyerdahl og Vidar Thue-Hansen omvisninger i laboratoriene for fornybar energi.

Blant de viktigste sakene på årsmøtet var:

- *Fysikermøtet i 2015*. Det ble diskutert om det i 2015 skal arrangeres et fellesnordisk fysikermøte i Tromsø eller i Trondheim. I tillegg til lokale krefter bør Norsk Fysikklærerforening og andre nordiske fysikkselskaper være med i forberedelsen av dette arrangementet. Det ble argumentert for at et møte i Tromsø trolig vil være det mest spennende for mange. Årsmøtet ba Åshild Fredriksen å undersøke om Universitetet i Tromsø er villig til å påta seg å arrangere et slikt møte.
- *Fra Fysikkens Verden*. Per Osland og Øyvind Grøn orienterte om situasjonen angående produksjon av *Fra Fysikkens Verden*. Behovet for regelmessige innspill fra medlemmene i redaksjonskomiteen ble understreket, både når det gjelder doktorgradsamtaler, gratulasjoner og annet stoff. Videre bør pdf-filene fra trykkeriet fortløpende publiseres på nettsiden til Norsk Fysisk Selskap når bladet er trykket, og gamle numre bør gjøres tilgjengelig der.
- *Regnskapet for 2011* ble gjennomgått.
- *Årsmøtet vedtok* å kalle en pris Martin Landrø har gitt penger til, for ”Martin Landrøs pris for fremragende mastergradoppgave i fysikk”. Prisen bekjentgjøres i *Fra Fysikkens Verden*.
- *Fysikermøtet i 2013* arrangeres i Bergen. Arrangørene foreslår å utvide møtet med en dag til 4 dager. Ikke ett hovedtema, men bredde i valg av temaer vil bli prioritert.
- *Nettside for Norsk Fysisk Selskap* ble diskutert. Nå er nettsiden på UIO, og den er nede. Det ble diskutert om det er gunstig eller ugunstig at den er på UIO sin hjemmeside. Årsmøtet ønsket at det vurderes om det er bedre at nettsidene blir lagt et annet sted, for å være uavhengig av universitetets krav. Trine Wiborg Hagen og Are Raklev ble bedt om å arbeide med dette.

Møtet ble avsluttet på Oscarsborg. Arrangørene har all ære av at det ble et velorganisert og trivelig møte der vi ble kjent med UMB på en god måte, og hvor det ble gjennomført et nyttig årsmøte for Norsk Fysisk Selskap der viktige saker ble grundig diskutert.

Øyvind Grøn

∞

Martin Landrøs pris for fremragende mastergradsoppgave i fysikk

På årets lille fysikermøte i august vedtok en statutter for tildeling av en pris på 5000 kr for en fremragende mastergradsoppgave i fysikk. Prisen er basert på en gave fra professor Martin Landrø (se FFV, desember 2011). Statutter vil bli publisert på NFS sine nettsider, og første tildeling vil finne sted på Fysikermøtet i Bergen i 2012. Det vil bli utdelt to priser for oppgaver levert i 2011 og 2012.

Per Osland

∞

Skriv i
Fra Fysikkens
Verden!

Nye Doktorer

Magnar Gullikstad Johnsen



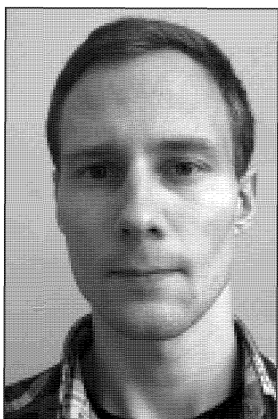
MSc Magnar Gullikstad Johnsen forsvarte 20. desember 2011 sin avhandling *The Dayside Open/Closed Field line Boundary – Ground-based optical determination and examination*, for graden PhD ved Universitetet i Tromsø.

Hovedtemaet for avhandlingen er bestemmelse av polkalottgrensa (PKG) på jordas dagside ved hjelp av bakkebaserte optiske nordlysmålinger fra Svalbard. Denne grensa representerer skillet mellom de magnetfeltlinjene som er knyttet til jordas motsatte halvkule og de som er knyttet til solvinden, og kan finnes ved å identifisere den sørlige grensa for det røde dagnordlyset over Svalbard i mørketida. Ved hjelp av modellering av den vertikale intensitetskurven til dagnordlyset og satellitt- og bakkebaserte målinger, ble det utviklet en metode for å identifisere PKGs breddegrad innenfor et sett feilmarginer. Metoden ble brukt for å gjøre en statistisk analyse av grensas nord-sør beliggenhet og hvordan den bestemmes av vekselvirkningen mellom det geomagnetiske feltet og solvinden. Avhandlingen ser også på hvordan såkalte "polar cap patches" dannes. Slike "patcher" er skyer av høytetthetsplasma som driver over polkalotten fra jordas dagside til nattsida.

Doktorarbeidet ble utført ved Institutt for fysikk og teknologi, UiT, med professorene Unni Pia Løvhaug (UiT) og Dag Arne Lorentzen (UNIS) som veiledere. Magnar Gullikstad Johnsen jobber nå ved Tromsø Geofysiske Observatorium.

∞

Iver Bakken Sperstad



Siv.ing. Iver Bakken Sperstad forsvarte 12. september 2012 avhandlinga si, *Dissipative quantum phase transitions and high-temperature superconductors*, for graden PhD ved NTNU.

Temaet for avhandlinga er høgtemperatur superleiarar. Det er nå over 25 år sidan koparoksid-baserte superleiarar vart oppdaga, men framleis er det ikkje konsensus om kva som er mekanismen som bind cooperpara saman. Utviklinga har gått raskare i den nye klassa av jernbaserte høgtemperatur-superleiarar, men også her står det att viktige spørsmål omkring kva tilstand cooperpara er i.

Ein sentral teori for normalfasen til koparoksid-superleiarane baserer seg på at desse systema skal ha ein faseovergang ved 0 K assosiert med mikroskopiske straumløkker. Ein essensiell komponent i denne teorien er dissipasjon, dvs. effekten av at eit kvantemekanisk system ikkje er heilt fråkopla omgjevnadane sine. Ifylgje teorien skal dette kunne forklare mekanismen bak superleiinga.

Iver Bakken Sperstad har utført Monte Carlo-simuleringar på superdatamaskiner for å karakterisere kvantefaseovergangen til denne straumløkke-modellen og relaterte modellar med dissipasjon. Han har også utført analytiske berekningar av transportegenskapar i dei jernbaserte superleiarane for å undersøke moglege eksperimentelle signaturar til den cooperpar-tilstanden som er rekna som den mest sannsynlege.

Arbeidet er utført ved Institutt for fysikk med professor Asle Sudbø som rettleiar, og er finansiert av NTNU. Iver Bakken Sperstad skal nå byrje å arbeide som forskar i SINTEF Energi AS.

∞

Trim i FFV

Løsning på FFVT 2/12

En sum med 2012 ledd

I problemet ble de to siste sifrene i summen

$$1! + 2! + 3! + \dots + 2012!$$

etterlyst.

10! inneholder faktorene 2, 5 og 10 og har, som også alle senere ledd i summen, to nuller som siste sifre. Derfor er det tilstrekkelig å se på de ni første leddene. Addisjon av de to siste sifrene i disse leddene gir

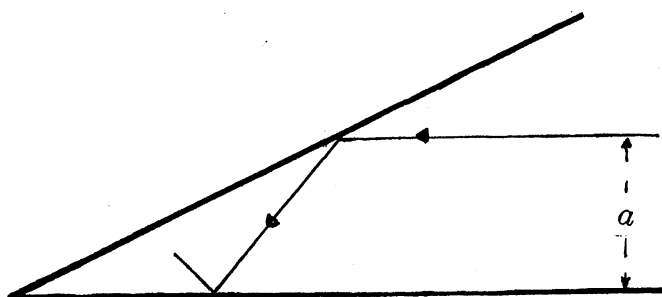
$$1 + 2 + 6 + 24 + 20 + 20 + 40 + 20 + 80 = 213.$$

De to siste sifrene i summen er altså 13.

FFVT 3/12

Speilinger

To plane speil danner en vinkel ϕ . En lysstråle som kommer inn parallelt med det ene speilet i avstand a , reflekteres flere ganger, og går til slutt ut samme veg som den kom inn, men i motsatt retning.



Vis at minste avstand mellom lysstrålen og speilenes felles linje er a . Hva kan du si om vinkelen ϕ ?

∞

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 korrekturane.

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 Fysisk inst. UiO

Stipendiat Marit Sandstad

Inst. for teoretisk astrofysikk, UiO

Redaksjonssekretær:

Karl Måseide

Fysisk institutt, UiO

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 Bjarne Stugu

Inst. for fysikk og teknologi, UiB

Ekspedisjonens adresse:

Fra Fysikkens Verden

Fysisk institutt, Universitetet i Oslo,
Boks 1048 Blindern, 0316 Oslo.

Tlf.: 22 85 64 28 / 22 85 56 68

Fax.: 22 85 64 22 / 22 85 56 71

e-post: oyvind.gron@iu.hio.no

e-post: marit.sandstad@astro.uio.no

e-post: k.a.maseide@fys.uio.no

Fra Fysikkens Verden kommer ut 4 g. årlig.
Abonnement tegnes hos selskapets sekretær.
Årsabonnement 120 kr. (Studenter 60 kr.)
Løssalg 40 kr. pr. nummer.