

# Fra Fysikkens Verden

NR. 2 – 2022  
84. ÅRGANG

UTGITT AV NORSK FYSISK SELSKAP



## Hva vet vi om Higgs-partikkelen ti år etter oppdagelsen?

### Les også om:

■ Kosmisk stråling  
■ Arkimedes' lov

■ Magnetarer

# Nr. 2 – 2022

## 84. årgang

### Utgiver:

Norsk Fysisk Selskap  
[www.norskfysisk.no](http://www.norskfysisk.no)

### Redaktører:

Professor emeritus Øyvind Grøn  
OsloMet – Storbyuniversitetet og UiO  
E-post: [oyvind.gron.no@gmail.com](mailto:oyvind.gron.no@gmail.com)

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

### Redaksjonssekretær:

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

### Redaksjonskomité:

Professor Odd-Erik Garcia, Institutt for fysikk, UiT  
Professor Ellen K. Henriksen, Fysisk institutt, UiO  
Førsteamanuensis Trygve Buanes, Institutt for  
datateknologi, elektroteknologi og realfag, HVL

### Layout og sats:

Maria Hammerstrøm

### Forsidebilde:

CERN

### Trykkeri:

Oslo Sats, repro og montasje A/S

### Abonnere:

*Fra Fysikkens Verden* kommer ut fire ganger årlig.  
Abonnement tegnes på følgende postadresse  
eller e-post:

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

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

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

### Retningslinjer for bidragsyttere

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

**Frist:** Bladet gis ut fire ganger i året: mars, juni, oktober og desember. Tidsfristene for stoff er: 1. februar, 1. mai, 1. september og 1. november. Opplaget er for tiden 1300.

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

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

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

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

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

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

# Innhold

Frå redaktørane *Emil J. Samuelsen* 23

## Fysikknytt

Kosmologisk svart hol påvist i vår galakse *Emil J. Samuelsen* 24

## Artikler

Hva vet vi om Higgs-partikkelen ti år etter oppdagelsen? *Bjarne Stugu og Alex Read* 26

Unntak fra Arkimedes' lov: Oppdrift eller neddrift? *Gagi Peskovic* 32

Hvordan akselereres protoner i kosmisk stråling opp til sin enorme energi? *Øyvind G. Grøn* 36

Fysikere på frimerker: Anatoly Petrovich Alexandrov *Øyvind G. Grøn* 39

Elektromagnetisk stråling fra magnetarar *Øyvind G. Grøn* 40

## FRÅ REDAKTØRANE

Det er stor avstand mellom Higgs-partikkelen, Arkimedes' lov, svart hol og elektromagnetisk stråling, men her møtest dei i same nummer av FFV.

Arkimedes' lov er vel enklast, jamvel om lova her er framstilt på ein litt fordekt måte. Det er bra at nokre forskarar spør seg om Higgs-partikkelen er den «rette» Higgs-partikkelen etter standardmodellen. Observasjonen nyleg at eit «svart hol nummer to er funne» i verdsrommet bør framleis vekke ei viss interesse blant fysikarar. Det vil kanskje vere med på å avklare den djupare naturen bak desse eksklusive himmelfenomena.

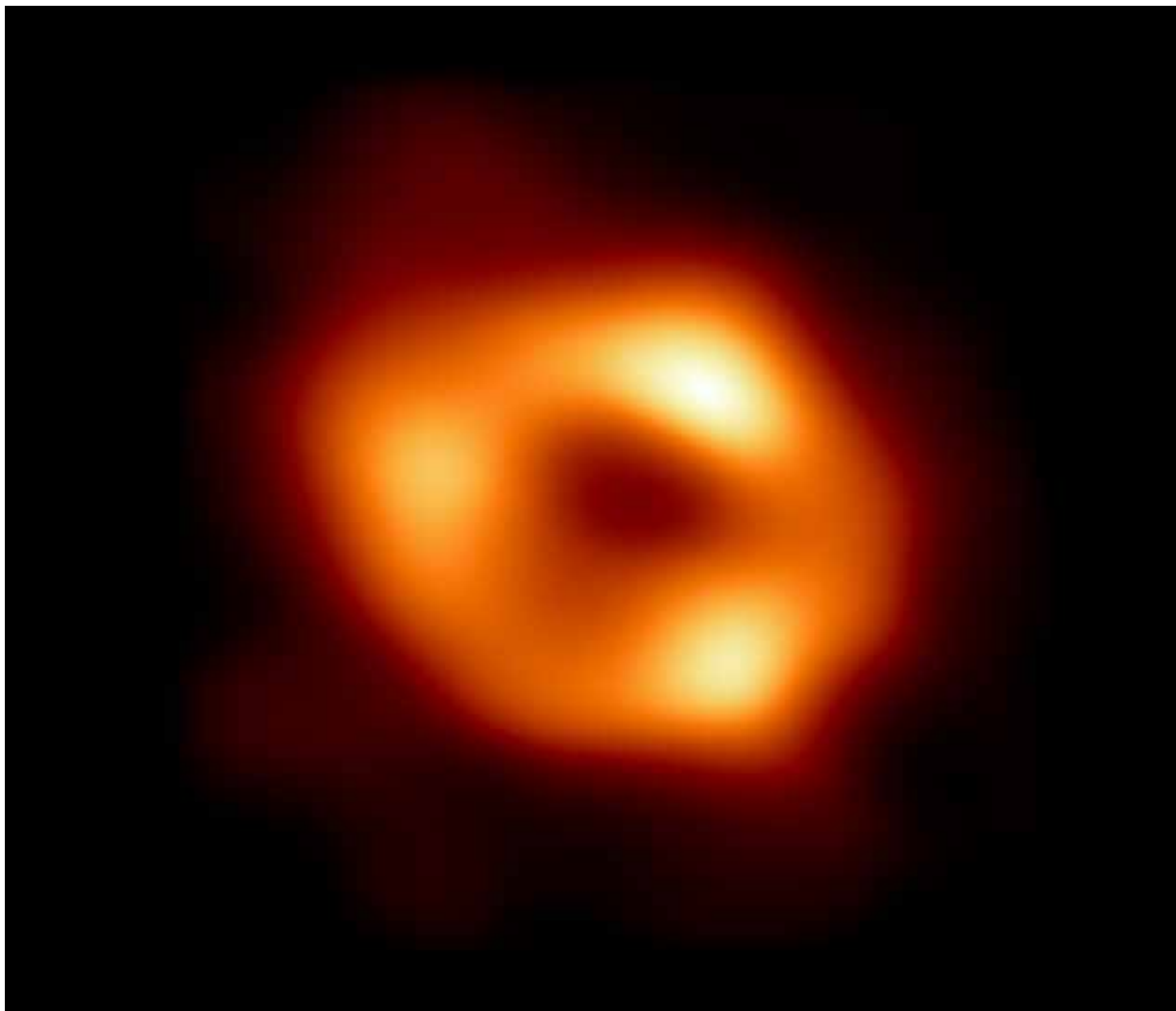
Husk å melde adresseendring til  
[nfs.styret@gmail.com](mailto:nfs.styret@gmail.com)



Øyvind G. Grøn



◀ Emil J. Samuelsen



## Kosmologisk svart hol påvist i vår galakse

12. mai i år blei det offentleggjort oppdaging av eit «svart hol» inne i vår galakse. Det er resultat av fellesinnsatsen til 300 forskarar kalla EHT-samarbeidet (Event Horizon Telescope) spreidd rundt heile jordkloten, utførde ved hjelp av åtte avanserte radioteleskop.

Det svarte holet er lokalisert å befinne seg ved midten av galaksen, nær stjernebilda Skyttaren som på latin heiter Sagittarius og stjernebildet Skorpionen (Scorpius), og har fått namnet Sagittarius A\*. Avstanden er 27 000 lysår, dvs. innanfor vår galakse, som er betydeleg nærare enn avstanden til det svarte holet Messier 87\*, publisert i 2019 (i galaksen Messier 87, i avstand 50 milliardar lysår). Sagittarius A\* er eit såkalla supermassivt svart hol, med masse av storleik fire millionar gongar massen av vår sol. Arbeidet ble publisert i *Astrophysical Journal Letters*.

Avbildinga på figuren viser ikkje sjølve holet, som ikkje er observerbart, men viser opplyste gass-skyer rundt holet.

*Emil J. Samuelsen*



# Velkommen til Landskonferansen om Fysikkundervisning 2022

**Norsk Fysikklærerforening inviterer til  
Landskonferanse om Fysikkundervisning på  
Bårdshaug Herregård i Orkdal 7. til 10. august.**

Programmet er spekket med interessante foredrag og spennende foredragsholdere som James de Winter, Bjørn Samset, Anja Røyne, Gaute Einevoll, Tor Ole Odden, Stein Dankert Kolstø og mange andre.

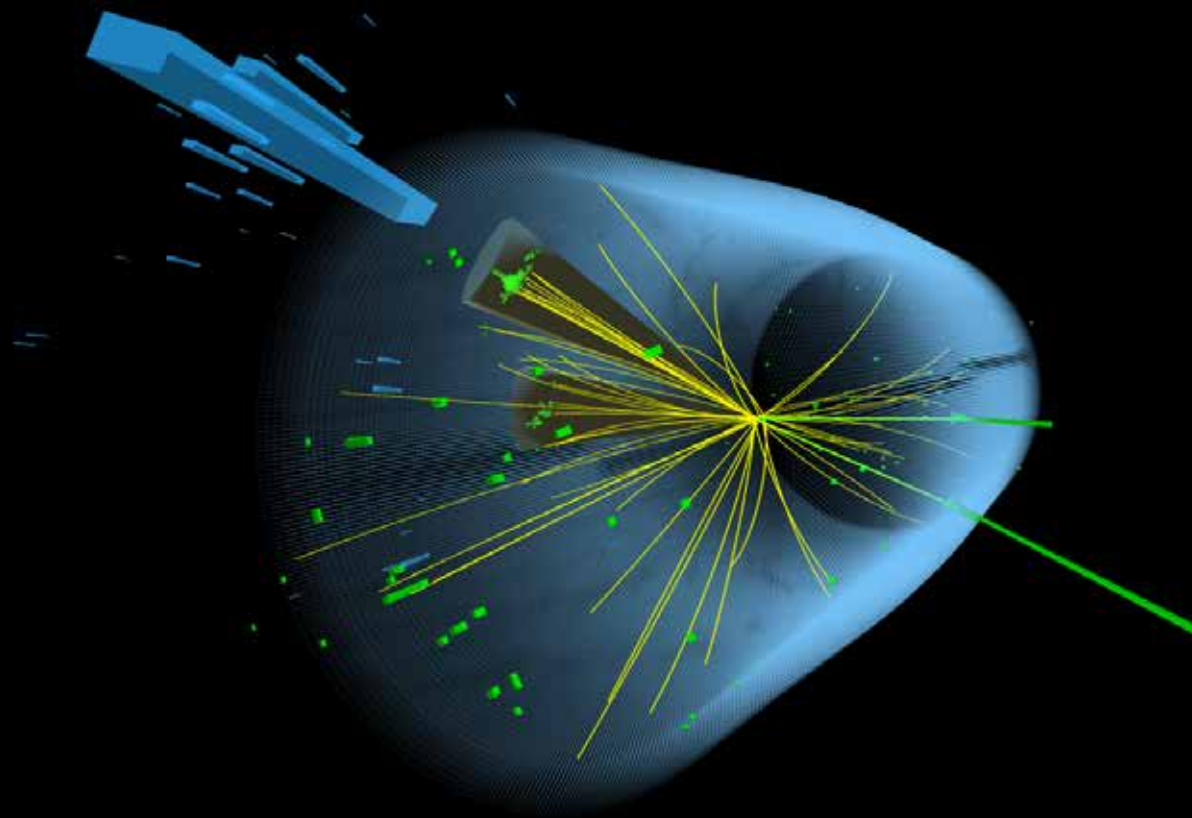
Det blir også erfaringsutveksling fra et år med ny læreplan i Fysikk 1 og diskusjoner rundt implementering av ny læreplan i Fysikk 2.

Konferansen byr på fysikkfaglig og fagdidaktisk påfyll, diskusjoner, sosialt samvær og rikelig med anledninger til å utveksle erfaringer om undervisning og læring i fysikk.

For mer informasjon om konferansen, påmelding og oppdatert program, besøk bloggen til Norsk Fysikklærerforening:  
<https://fysikklarer.blogspot.com>

Landskonferansen om Fysikkundervisning arrangeres hvert andre år og programmet utarbeides i samarbeid mellom Norsk Fysikklærerforening og de norske universitetsmiljøene innen fysikk og fysikdidaktikk.





# Hva vet vi om Higgs-partikkelen ti år etter oppdagelsen?

## Er det standardmodellens Higgs-boson vi har funnet?

**Bjarne Stugu** Institutt for fysikk og teknologi, UiB  
**Alex Read** Fysisk institutt, UiO

Da ATLAS- og CMS-eksperimentene annonserte funn av en ny partikkel den 4. juli 2012 [1,2] var de forsiktige med bastante påstander om hva de hadde funnet. Men de var enige om at de hadde funnet en ny partikkel, med en masse tilsvarende omtrent 133 protonmasser ( $125 \text{ GeV}/c^2$ ), og at ingenting ved funnet var i strid med at dette faktisk er det lenge søkte Higgs-bosonet i standardmodellen. Det er nå gått ti år siden funnet, og det passer å gi en oversikt over hvor langt vi er kommet i forsøket på å besvare spørsmålet: Er det standardmodellens Higgs-boson vi har funnet?

Både ATLAS og CMS har samlet og analysert mye data. Vi skal her oppsummere litt av aktiviteten. Som medlemmer av ATLAS-kollaborasjonen er det naturlig å referere til data herfra, som oppsum-

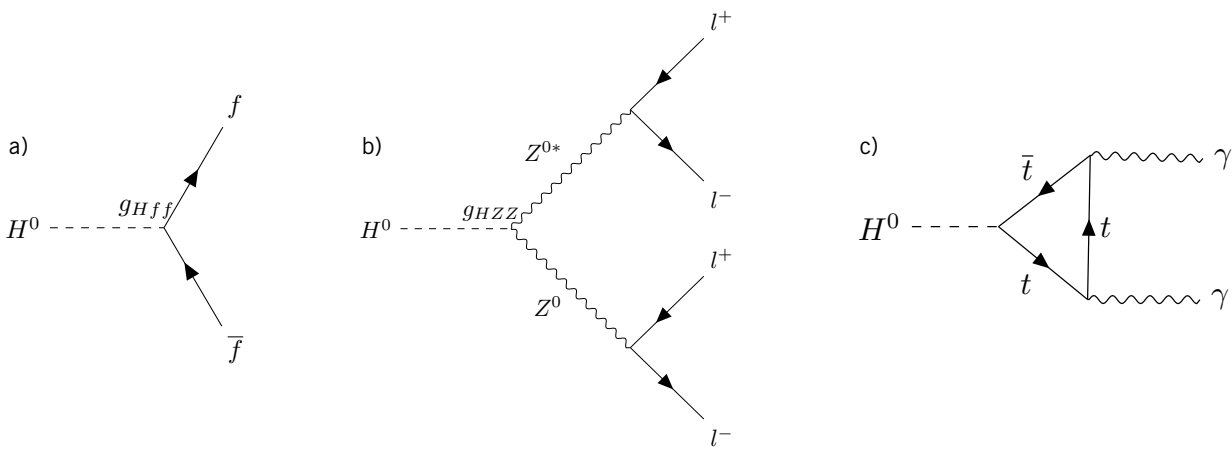
mert blant annet i en nylig ferdigstilt artikkel [3]. CMS sine resultater er nokså tilsvarende.

### 1. Hvorfor en Higgs-partikkel?

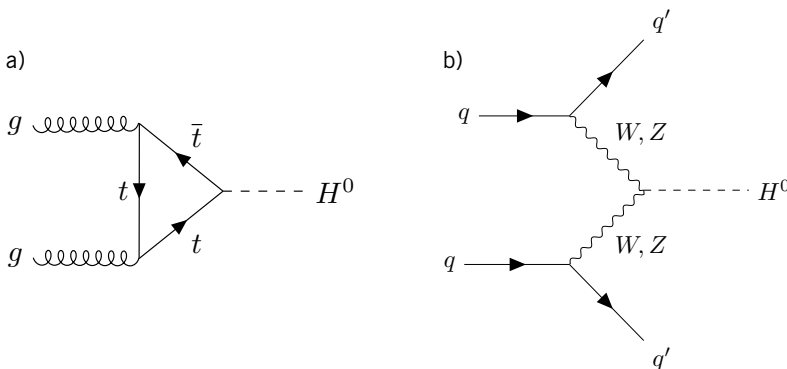
Det var tidlig kjent at de sterke og svake kjernekreftene har kort rekkevidde. Allerede på 1930-tallet lanserte Yukawa en feltteori for sterke vekselvirkninger som benyttet kraftformidlere med masse, noe som gav en svært plausibel forklaring på den korte rekkevidden av sterke kjernekrefter. Den svake kjernekraften, som er ansvarlig for blant annet  $\beta$  henfall, har enda kortere rekkevidde. Den var godt beskrevet ved hjelp en punktvekselvirkning med en styrke gitt av svak «ladning», kalt Fermis koblingskonstant  $G_F$ .

Senere innførte man svært tunge kraftformidlere for å gi en felt-teoretisk beskrivelse. Da er kraftformidlerne  $W$ -bosoner med masse  $m_W$ . Relasjonen med  $G_F$  er:

$$G_F = \frac{\sqrt{2}g_W^2}{8m_W^2},$$



**Figur 1.** Feynman-diagram for henfall av Higgs-partikkelen. a) Higgs til fermioner. Koblingsstyrken er proporsjonal med massen til fermionet. b) Higgs til fire leptoner. Henfallet går gjennom to Z-bosoner (den ene er virtuell). c) Higgs til to fotoner. Det kommer inn to faktorer av størrelsesordenen  $\alpha = 1/137$  i denne henfallsraten. Det er en tung, virtuell, topp-kvark som dominerer i trekanten.



**Figur 2.** Feynman-diagram for produksjon av Higgs-partikkelen. a) Fusjon av to gluoner i de kolliderende protonene. b) Fusjon av W- eller Z-bosoner.

hvor  $g_w$  er den svake koblingskonstanten. Om W-bosoner skulle eksistere, måtte massen være svært høy, av størrelsesorden 100 protonmasser, dersom verdien av  $g_w$  er sammenlignbar med elektronladningen.

Men en konsistent teori for vekselvirkningene, slik som QED (kvanteelektrodynamikk), var ikke kjent. QED fungerer fordi kraftformidleren, fotonet, er masseløst. Teorien blir meningsløs dersom man innfører kraftformidlere med masse i rekkeutviklingene den er basert på.

Det var Higgs, og Brout og Englert som foreslo en mekanisme for hvordan man kunne gi kraftformidlende bosoner masse [4], og samtidig unngå problemene. Stephen Weinberg foreslo å benytte Higgs-mekanismen for å gi en enhetlig beskrivelse av elektronets elektromagnetiske og svake vekselvirkning [5]. Da oppsto også en relasjon mellom elektrisk og svak ladning, og han skrev: «... *the model Lagrangian we start from is probably renormalizable* ...».

Gerhard t'Hooft beviste at dette utsagnet er riktig, det vil si at elektronet, kvarker, og formidlere av svake krefter (W- og Z-bosoner) kan ha masse i denne teorien uten at divergerende resultater oppstår. Med dette utgangspunktet ble standardmodellen i partikkelfysikk utviklet i løpet av de neste ti-årene. Modellens forutsigelser ble også verifisert eksperimentelt med stadig forbedret presisjon.

En «bivirkning» var at mekanismen forutsa eksistensen av et nytt boson med spinn lik 0, Higgs-bosonet. Higgs-bosonet har den merkverdige egenskap at det kobler til fermioner og W og Z<sub>0</sub>-bosoner gjennom *masse*. Absoluttverdien til koblingene blir [7]:

$$g_{Hff} = m_f \frac{g_w}{2M_w} ; \quad (1)$$

$$g_{HWW} = m_w g_w \quad \text{og} \quad g_{HZZ} = m_z \frac{g_w}{\cos \theta_w} .$$

Her er den svake koblingskonstanten  $g_w$ , relatert til elektrisk ladning ved  $g_w = e/\sin \theta_w$ . Vinkelen  $\theta_w$  kalles Weinberg-vinkelen. Verdien er eksperimentelt bestemt til  $\sin^2 \theta_w \approx 0,23$  gjennom en lang rekke eksperimenter som gir konsistente estimater. Kilden til elektromagnetisme og svake kjernekrefter er altså den samme ladningen! Figur 1 viser Feynman-diagram av noen henfallskanaler til Higgs-bosonet.

Koblingene over lar seg estimere ut fra henfallsrater som beregnes utfra Feynman-diagrammene. Diagrammet for henfall til to fermioner er det enkleste. Det er identisk med det Yukawa foreslo for pion-utveksling mellom nukleoner, så dette kalles for Yukawakob-koblingen. Sannsynligheten for Higgs-henfall til et fermion-antifermion-par blir proporsjonal med kvadratet av massen til fermionparet det henfaller til [6,7]:

## ► Hva vet vi om Higgs-partikkelen ti år etter oppdagelsen?

$$\Gamma(H \rightarrow f\bar{f}) = Cm_f^2. \quad (2)$$

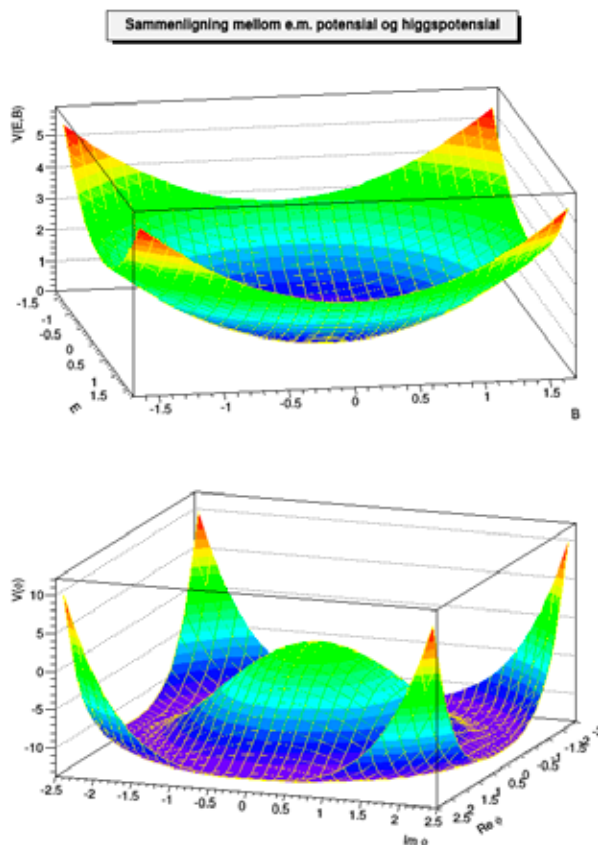
Tilnærmingen  $\Gamma = Cm_f^2$  er god selv for det tyngste fermion-paret som Higgs-partikkelen kan henfalle til, nemlig til et par av b-kvarker.

Feltet forbundet med Higgs-partikkelen er en kompleks størrelse,  $\phi = \text{Re}(\phi) + i\text{Im}(\phi)$ . Hva slags energitetthet får man som følge av Higgs-feltet? Som analogi kan man se på energitettheten i elektromagnetismen. Her har man en energitetthet (ofte kalt «potensial») gitt som  $V(E,B) = \frac{1}{2}(\epsilon_0 E^2 + \frac{1}{\mu_0} B^2)$ . Den laveste energitettheten inntreffer naturlig nok når det elektromagnetiske feltet er lik null.

For det komplekse Higgs-feltet er dette *ikke* tilfelle. Den laveste energitettheten er for en verdi av  $\phi$  som ikke er null!  $V(\phi)$  følger en fjerdegradsligning, og den laveste energien inntreffer ikke for en bestemt verdi av  $\phi = \text{Re}(\phi) + i\text{Im}(\phi)$ , men for en bestemt verdi av  $\phi$ , kalt *vakuumsforventningsverdien*. Figur 3 illustrerer dette.

For praktiske beregninger må man velge verdier for de to komponentene av Higgs-feltet på den sirkelen der potensialet har et minimum. Det faktum at man må velge, blir kalt for *sym-*

**Figur 3.** Det elektromagnetiske potensial (øverst) og Higgs-potensialet (nederst) som funksjon av sine respektive felter (enheter på aksene er helt vilkårlige).



*metribrudd*. En mye brukt analogi er magnetisme. En magnet mister sin magnetisme når den oppvarmes tilstrekkelig, på grunn av de termiske bevegelsene. Når materialet kjøles ned igjen, vil det ikke være klart hvilken retning de magnetiske momentene spontant vil opplinjere seg langs. En retning blir valgt «spontant».

Det var to henfallskanaler som pekte seg ut som «gygne» henfallskanaler for å finne Higgs-partikkelen. Det var  $H^0 \rightarrow ZZ^* \rightarrow l^+l^-l^+l^-$  og  $H^0 \rightarrow \gamma\gamma$ . Grunnen til dette er at i disse henfallene så vil man se alle henfallsproduktene i detektoren, og få en presis rekonstruksjon av Higgs-massen.

Men hvordan kan Higgs-bosonet henfalle til masseløse partikler? Svaret finner vi om vi innfører diagrammer med flere vertex-faktorer, i dette tilfellet med en såkalt *loop*. Henfallsraten blir liten på grunn av de ekstra faktorene av størrelsesorden  $\alpha \approx 1/137$ , men er likevel interessant på grunn av den distinkte eksperimentelle signaturen. Det dominerende bidraget i loopen er topp-kvarken siden den har så høy masse.

## 2. Å finne Higgs-partikkelen

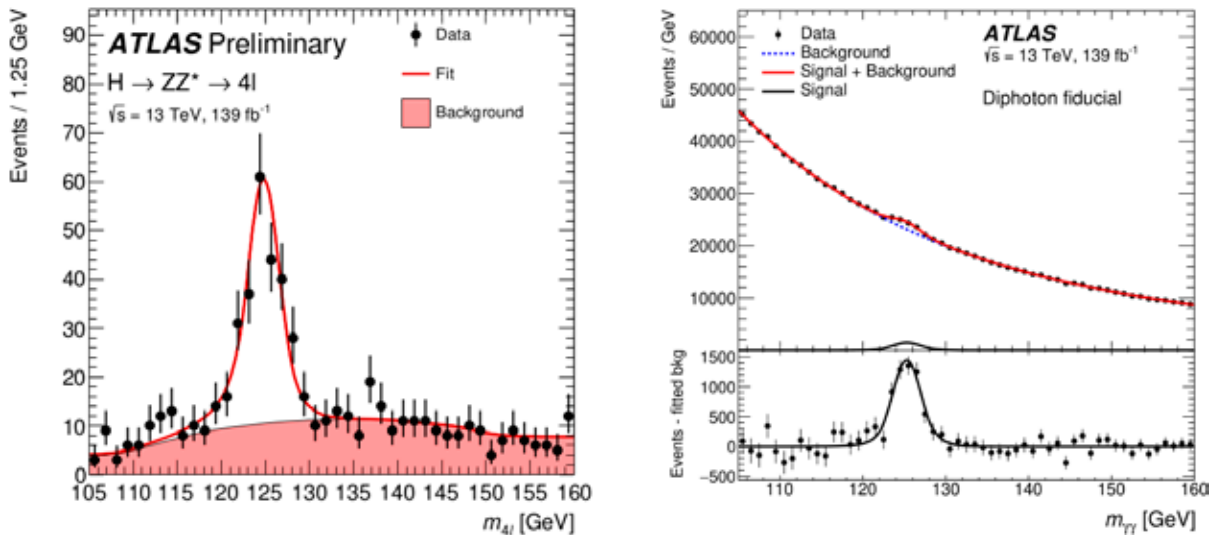
Etterhvert som stadig flere resultater i overensstemmelse med standardmodellen ble etablert, vokste det også fram enighet om at en Higgs-partikkel burde eksistere. Om man antar en masse så kan dens egenskaper, som levetid, produksjon og henfallskanaler, beregnes med høy presisjon i standardmodellen [6]. Men selve massen fins det ikke gode prediksjoner for.

Derfor har man søkt etter Higgs-partikkelen i mange eksperimenter og ved mange akseleratoranlegg før LHC. Ingen av søkene gav positivt resultat.

Etter at analysen av data fra elektron-positron-kollisjoner ved CERNs LEP (Large Electron Positron collider) var fullført, ble det klart at Higgs-artikkelen måtte ha en masse høyere enn  $114,4 \text{ GeV}/c^2$ , (omtrent 120 protonmasser). Eksperimentene ved LHC (Large Hadron Collider, som erstattet LEP i den 27 km lange tunnelen), var derfor forberedt på å søke etter Higgs-partikkelen over et stort masseområde.

LHC sender protoner mot hverandre med svært høy energi. Ved slike energier vekselvirker ikke protonene som hele objekter. Som kjent består protoner av kvarker som holdes innesperret i protonene gjennom sterke kjernekrefter. Mye av energien i protonene finner man i det sterke feltet som holder kvarkene sammen, gluonfeltet. Når to protoner kolliderer, skapes ofte reaksjonen ved sammensmelting av feltene. Feltekvantene, *gluoner*, kan vekselvirke og produsere kvarker og





**Figur 4.** Massespektrum for fire leptoner (venstre) [9] og to gammapartikler (høyre) [10].

lage en Higgs-partikkel i en prosess som er helt analog med Figur 1b), se Figur 2a) Denne produksjonsmekanismen dominerer. Diagrammet i Figur 2b) er den nest mest sannsynlige prosessen. Denne prosessen kan identifiseres gjennom to energirike kvark-«jeter» som ses i detektoren ved små avbøyningsvinkler relativt til protonstrålene. Dette gir en svært distinkt signatur med lite «støy» fra andre prosesser.

Teoretiske beregninger av produksjon- og henfallsrater av Higgs-bosonet er et foretak som gjennomføres av en større gruppe teoretikere, organisert i The LHC Higgs Working Group [8]. Prediksjoner blir så overført til eksperimentalistene i ATLAS- og CMS-eksperimentene. Her gjennomføres omfattende simuleringer av både signal- og bakgrunnsprosesser slik at man har gode prediksjoner for hva man vil se i detektorene. De målte ratene av forskjellige delprosesser, *virkningsverrnittene*, presenteres ikke bare alene, de sammenlignes gjerne med prediksjoner gjort gjennom denne prosedyren. Antall fundne eksempler på prosessen man leter etter, er proporsjonal med virkningsverrnittet  $\sigma$  og «integrert luminositet»  $L$ , et mål for antall kollisjoner man har samlet data for. Men det er en endelig sannsynlighet  $\epsilon$  for at man faktisk klarer å identifisere reaksjonen. Dessuten kan det være andre reaksjoner, et antall bakgrunns hendelser  $N_B$  som gir samme signatur. Antallet kandidater for reaksjonen blir dermed:

$$N = \sigma L \epsilon + N_B. \quad (3)$$

## 2.1 Higgs-partikkelens masse, spinn og symmetriegenskaper

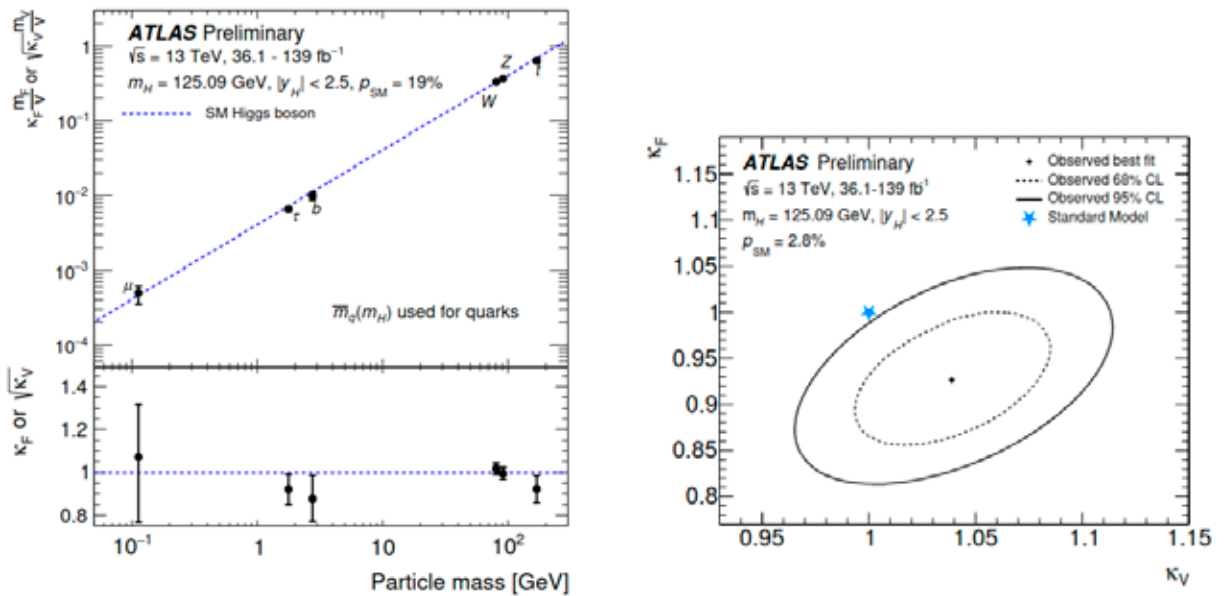
Higgs-partikkelen ble funnet samtidig i de to gyldne henfallskanalene, til to fotoner ( $\gamma$ -partikler) og til fire leptoner. Etter å ha analysert alle data insamlet til nå, ser massespektrene ut slik man ser i Figur 4. Signalet er svært tydelig i begge kanaler, og massene er rekonstruert til samme verdi i begge kanaler (innenfor usikkerheten). Det foreligger fortsatt ikke endelige resultater i alle kanaler basert på alle data, så vi nøyer oss med å gjengi verdien fra Particle Data Group (PDG) i fjor [11]:

$$m_H = 125,25 \pm 0,17 \text{ GeV}/c^2.$$

At Higgs-partikkelen henfaller til to fotoner (som hver har spinn 1) betyr at det må ha heltallig spinn, altså være et boson. Videre fins det et teorem, «Yangs teorem», som sier at er henfall av en spinn 1-partikkel til to fotoner er forbudt. Dermed gjenstår enten spinn  $J = 0$  eller 2. Vinkelfordelinger viser at  $J = 2$  er utelukket med høy sannsynlighet, og dermed er det etablert at det fundne bosonet har spinn lik 0, som forutsagt i standardmodellen.

Partikler karakteriseres også ved de diskrete størrelsene  $C$  (ladningskonjugasjon) og  $P$  (paritet). Standardmodellen forutsier at  $C$  og  $P$  begge har verdi +1 for Higgsbosonet. Produktet  $CP$  er altså forutsagt lik 1. Studier av vinkelfordelinger i henfallene bekrefter at dette er sannsynlig. I alle fall er  $CP = -1$  så godt som utelukket. ▶

## ► Hva vet vi om Higgs-partikkelen ti år etter oppdagelsen?



**Figur 5.** Estimert av koblinger av Higgs-partikkelen til partikler av forskjellig masse, sammenlignet med standardmodellens prediksjoner (venstre). Til høyre er usikkerhetskonturer for målte koblinger til bosoner og fermioner, sammenlignet med standardmodellens prediksjoner (fra [3]).

### 2.2 Higgs-partikkelens vekselvirkning med andre partikler

Med de tilgjengelige data forsøker man å kartlegge partikkelens egenskaper med så høy presisjon som mulig. Stemmer alt med standardmodellens prediksjoner, eller fins det avvik som bare kan forklares ved hjelp av utvidelser av standardmodellen?

Man ønsker å måle virkningstverrsnittet separat i de forskjellige produksjonskanalene,  $i$ . Dessuten er det mange muligheter for henfall av Higgs-bosonet. Hvert henfallmodus  $f$ , har sitt forgreningsforhold  $B_f$ . Dermed skriver man  $\sigma = \sigma_i \times B_f$ . Det er av stor interesse å sammenligne virkningstverrsnittene man måler med de som er teoretisk forutsagt i standardmodellen. Derfor har resultatene blitt presentert som «signalstyrker»  $\mu_{if}$  relativt til standardmodellens (SM) prediksjoner, uttrykt slik:

$$\mu_{if} = \frac{\sigma_i}{\sigma_i^{SM}} \times \frac{B_f}{B_f^{SM}}. \quad (4)$$

Hvis man finner  $\mu_{if} = 1$ , er altså resultatet konsistent med standardmodellens prediksjon i denne kombinasjonen av produksjons- og henfallskanal.

Seks produksjonskanaler og sju henfallskanaler er studert i ATLAS. Ingen signifikante avvik fra standardmodellen er funnet i noen av de undersøkte produksjons- og henfallskanalene, og det er funnet at den midlere signalstyrken er:

$$\mu = 1,05 \pm 0,06, \quad (5)$$

altså i overensstemmelse med standardmodellens prediksjoner til ca. 6 % nøyaktighet.

Som sagt varierer virkningstverrsnitt og henfallsrater sterkt med massene til partiklene som deltar i reaksjonene. Dette er visualisert i Figur 5 som viser de forutsagte koblingene sammelignet med målinger.

### 3. Oppsummering og perspektiver

Ti år etter oppdagelsen er Higgs-bosonet studert fra mange synspunkter. Massen er kjent med en relativ usikkerhet på godt under en promille. Presisjonen på målingene av mange koblingsparametre nærmer seg 5 %. Ingen avvik fra standardmodellens prediksjoner er observert innenfor denne presisjonen. Men om man ser nøye på Figur 5 gjelder denne presisjonen for de tyngste partiklene og de tunge bosonene.

Det fins et hint om eksistens av Higgs-henfall til et  $\mu^+\mu^-$ -par, og det har vært søkt etter henfall til sjarmkvarker. Med mer data fra LHC, som nå starter opp igjen, vil man få høyere presisjon på disse målingene. Dessuten ønsker man å måle virkningstverrsnitt for produksjon av flere Higgs-bosoner på en gang. Presise målinger av disse reaksjonene er viktige for å studere formen av Higgs-potensialet, slik det er illustrert i Figur 3. LHC skal også oppgraderes til å produsere kollisjoner med høyere luminositet i en «High Luminosity»-LHC (HL-LHC). ATLAS og CMS står også foran omfattende oppgraderinger

for å kunne håndtere kollisjonsratene og data-mengdene fra HL-LHC.

Er standardmodellen slutten på historien om partikkelfysikk? Som mange vil vite tilsier observasjoner av galakser og annet at universet er langt mer innholdsrikt enn standardmodellens partikler. Det må finnes «mørk materie» der ute som vekselvirker gravitasjonelt, men som vi utover dette ikke vet hva består av<sup>1</sup>. Om det finnes noen vekselvirkning mellom den mørke materien og våre partikler, kan dette manifesteres som små avvik i de kjente partiklens egenskaper. Higgs-bosonet er spesielt følsomt for slike avvik, og det er derfor av stor interesse å kartlegge dets egenskaper så nøye som mulig. Higgs-fysikk vil derfor være en særdeles viktig del av framtidige studier av nye data fra LHC.

Studier av Higgs-partikkelen er svært høyt prioritert i diskusjonen om framtidige prosjekter i partikkelfysikk, og en «fabrikk» som produserer Higgs-bosoner i  $e^+e^-$ -kollisjoner later til å stå øverst på prioriteringslisten [12]. I et eventuelt framtidig anlegg forventes det at koblingene vil kunne bestemmes med nøyaktigheter på noen promille.

Forskningsgruppene i Oslo og Bergen har hatt mange bidrag til oppdagelsen og studier av Higgs-bosonet i ATLAS. Vi ser fram til mange år med nye data og studier av denne fascinerende partikkelen! ■

<sup>1</sup> Selv om standardmodellens Higgs-partikkel vekselvirker med masse, bidrar den ikke til vår forståelse av gravitasjon.

## Referanser

- [1] ATLAS Collaboration. «Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC». Phys. Lett. B 716 (2012) 1, arXiv: 1207.7214 [hep-ex].
- [2] CMS Collaboration. «Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC». Phys. Lett. B 716 (2012) 30, arXiv: 1207.7235 [hep-ex]
- [3] ATLAS-CONF-2021-053. Oppdaterte figurer vil offentligjøres på jubileumsdagen, den 4 juli og publiseres i Nature som «Ten years with the Higgs boson: a detailed picture of its interactions from the ATLAS experiment».
- [4] F. Englert og R. Brout. «Broken symmetry and the mass of gauge vector mesons». Phys. Rev. Lett. 13 (1964), 321. P.W.Higgs. «Broken symmetries and the masses of gauge bosons». Phys. Rev. Lett. 13, (1964) 508.
- [5] S. Weinberg. «A Model of Leptons». Phys. Rev. Lett. 19 (1964) 1264. <https://journals.aps.org/prl/pdf/10.1103/PhysRevLett.19.1264>
- [6] Se f.eks. Gunion et al. *The Higgs Hunter's Guide Frontiers in Physics* (1990).
- [7] M. Thomson. *Modern Particle Physics*. Cambridge University Press (2013).
- [8] [https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/LHCPhysics/LHCHWG#SM\\_Higgs](https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/LHCPhysics/LHCHWG#SM_Higgs). Konsultert i april 2022.
- [9] «Measurement of the Higgs boson mass in the  $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$  decay channel with  $s = 13$  TeV pp collisions using the ATLAS detector» at the LHC ATLAS-CONF-2020-005.
- [10] «Measurements of the Higgs boson inclusive and differential fiducial cross-sections in the diphoton decay channel with pp collisions at  $s = 13$  TeV with the ATLAS detector». Arxiv 2202.00487, sendt til JHEP.
- [11] P.A. Zyla et al. (Particle Data Group), Prog. Theor. Exp. Phys. 2020,083C01 (2020) og oppdatering for 2021. (<https://pdg.lbl.gov>)
- [12] 2020 Update of the European Strategy for Particle Physics (Brochure) CERN-ESU-015 (2020).

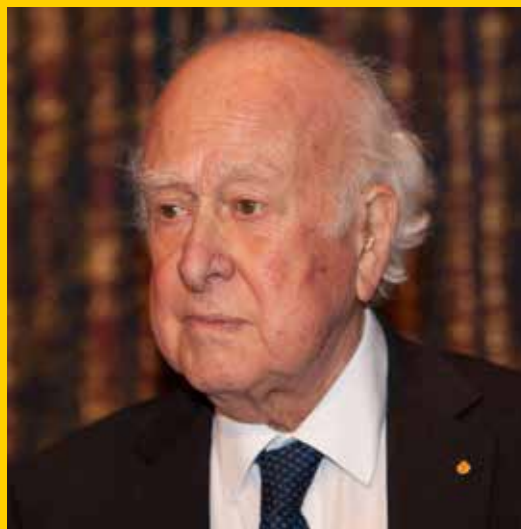


Foto: Bengt Nyman

## Peter Ware Higgs

Peter Higgs er en britisk teoretisk fysiker født i 1929. Han forutsa i 1964 eksistensen av en partikkel, senere kalt Higgs-partikkelen, som løste et problem i den tidens elementærpartikkelfysikk. Den svake kjernekräften har svært kort rekkevidde. Det betyr at den formidles av partikler med masse. Men inntil begynnelsen av 1960-årene var kraftformidlere med masse å anse som et triks. Man visste ikke hvordan de kunne bygges inn i en selvkonsistent feltteori. Higgs-mekanismen løste dette problemet. En tilsvarende mekanisme ble foreslått samme året av François Englert og Robert Brout. Higgs-partikkelen ble oppdaget 4. juli 2012 i CERN. Higgs og Englert fikk Nobelprisen i fysikk i 2013.



# Unntak fra Arkimedes' lov: Oppdrift eller neddrift?

**Arkimedes' lov om oppdrift blir introdusert og deretter drøftet med utgangspunkt i resultater som er observert i eksperimenter. Resultatene av eksperimentene danner grunnlag for å formulere et unntak fra Arkimedes' lov.**

Gagi Peskovic Worldpower AS

Foto: Unsplash

## Introduksjon

For nesten 2300 år siden formulerte Arkimedes en lov om kraften som oppstår som et resultat av trykk-kreftene fra en væske som virker på nedsunkede gjenstander. Dette ble tidligere referert til som Arkimedes' lov og postulater [1, 2], og blir i dag omtalt som Arkimedes' lov i lærebøker i fysikk.

Arkimedes' lov kan uttrykkes som en ligning som relaterer oppdriftskraften til produktet av væsketetthet, tyngdekraften og volumet til den nedsunkede gjenstanden, og er formulert som:

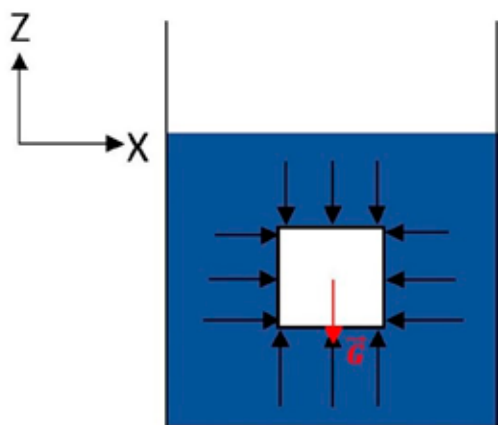
*«Når en gjenstand er helt eller delvis nedsunken i en væske, vil en kraft fra væsken virke på gjenstanden. Kraften er rettet oppover mot gravitasjonen, og har en konstant størrelse som tilsvarer tyngden av væsken som har blitt fortrent av gjenstanden.»* [3]

Formuleringen av Arkimedes' lov blir illustrert i Figur 2. Betrakt en gjenstand ( $V$ ) som er nedsunken i en beholder. Beholderen er fylt med en væske som har en tetthet ( $\rho_f$ ). Trykket fra væsken i beholderen vil virke på alle flatene av den nedsunkede gjenstanden. De horisontale trykk-komponentene er like store og virker i motsatte retninger, og dermed nuller de hverandre ut. Den resulterende trykkfordelingen på gjenstanden er illustrert i Figur 3.



**Figur 1.** Maleri av Arkimedes.  
(Maler: Domenico Fetti, ca. 1620)





**Figur 2.** Trykk-komponenter som virker på en helt nedsunket gjenstand fra en væske med tetthet  $\rho_f$ . Trykk-komponentene er illustrert med svarte piler, og tyngdekraften er illustrert med en rød pil.

Ergo, for ikke-komprimerbare og homogene væsker, er oppdriftskraften matematisk formulert som:

$$\begin{aligned} \vec{F}_b &= \rho_f \vec{g}(h + h_0)A - \rho_f \vec{g}h_0A \\ &= \rho_f \vec{g}hA = \rho_f V \vec{g} = G_f \hat{k}, \end{aligned} \quad (1)$$

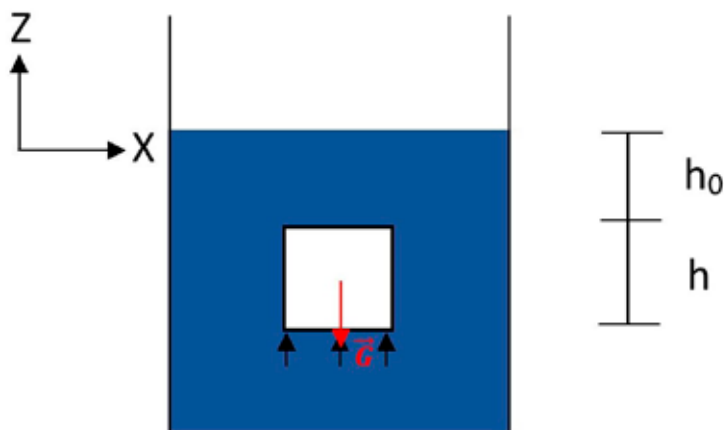
der  $\rho_f$  er tettheten til væsken gjenstanden er nedsunket i,  $V$  er volumet til den nedsunkede gjenstanden (som tilsvarer det fortrenge volumet av væsken),  $\vec{g}$  er tyngdeakselerasjonen, og  $G_f$  er tyngden av den fortrenge væsken.

I praksis vil oppdriften lettest kunne observeres på en gjenstand som har *lavere* tetthet enn væsken som gjenstanden er nedsunket i, siden et slikt legeme kan flyte i væsken.

Menneskets tillit til Arkimedes' lov er utvilsomt stor, og blir presentert som en universell lov som er helt fri for unntak. Dette gjelder i lærebøker i både grunnleggende fysikk [4], og i mer avansert fluidmekanikk for ingeniører [5]. Er det slik at Arkimedes' lov gjelder uten unntak, eller er det noe vi har oversett når vi oppfatter Arkimedes' lov som universelt gyldig?

### Fra konstant oppdrift til variabel neddrift

Betrakt en rektangulær gjenstand ( $V$ ) som er helt nedsunket i en homogen væske med en tetthet ( $\rho_f$ ), slik som illustrert i Figur 4. Anta at det kan konstrueres en ideell situasjon hvor forbindelsen mellom bunnflaten av gjenstanden og bunnflaten av tanken er slik at det ikke er noe væske (eller luft) som siver inn mellom de to flatene. Med andre ord har overflatene full kontakt med hverandre, slik som illustrert i Figur 4.



**Figur 3.** De resulterende trykk-komponentene som virker på en helt nedsunket gjenstand er illustrert med svarte piler, og tyngdekraften er illustrert med en rød pil.

Trykkfordelingen fra væsken på den nedsunkede gjenstanden er illustrert i  $xz$ -planet i Figur 4. De horisontale trykk-komponentene er like store og virker i motsatte retninger, og nuller dermed hverandre ut. Den resulterende trykkfordelingen fra væsken får derfor en nedover vertikal retning (med gravitasjonen). Videre kan oppdriftskraften uttrykkes som produktet av den resulterende trykkfordelingen, som virker på den tilhørende øvre flaten av den nedsunkede gjenstanden. Matematisk kan oppdriftskraften dermed uttrykkes som:

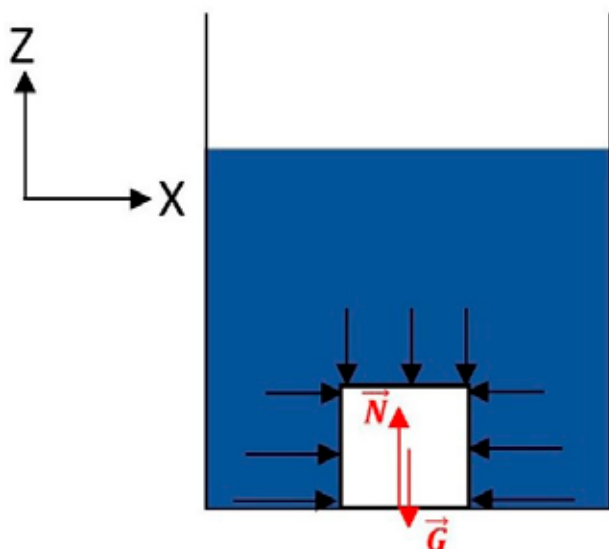
$$\vec{F}_b = -\hat{k}[P_{atm} + \rho_f g |h_{top}|]A, \quad (2)$$

der  $\hat{k}$  er en enhetsnormalvektor som peker normalt og ut fra alle flatene på den nedsunkede gjenstanden,  $P_{atm}$  er det atmosfæriske lufttrykket over væsken,  $\rho_f$  er tettheten til væsken som gjenstanden er nedsunket i,  $g$  er tyngdeakselerasjonen,  $|h_{top}|$  er dybden fra overflaten til væsken og helt ned til den øvre overflaten til gjenstanden, og  $A$  er overflatearealet av den øvre overflaten til gjenstanden.

Tolkning av ligning (2):

- $(-\hat{k})$  indikerer at oppdriftskraften peker nedover langs  $z$ -aksen (negativ langs  $z$ -aksen i Figur 4).
- Uttrykket  $[P_{atm} + \rho_f g |h_{top}|]$  er det resulterende (netto) trykket som virker på gjenstanden. Merk at det resulterende trykket virker kun på den øvre overflaten av den nedsunkede gjenstanden. Videre sier leddet  $(\rho_f g |h_{top}|)$  at oppdriftskraften øker lineært med dybden av væsken [6, 7]. Med andre ord endres  $\vec{F}_b$  lineært med  $|h_{top}|$ .

## ► Unntak fra Arkimedes' lov: Oppdrift eller neddrift?



**Figur 4.** En helt nedsunket rektangulær gjenstand, hvor bunnflaten av gjenstanden og bunnflaten av tanken har full kontakt med hverandre: Ingen mengde væske (eller luft) siver inn mellom de to flatene.

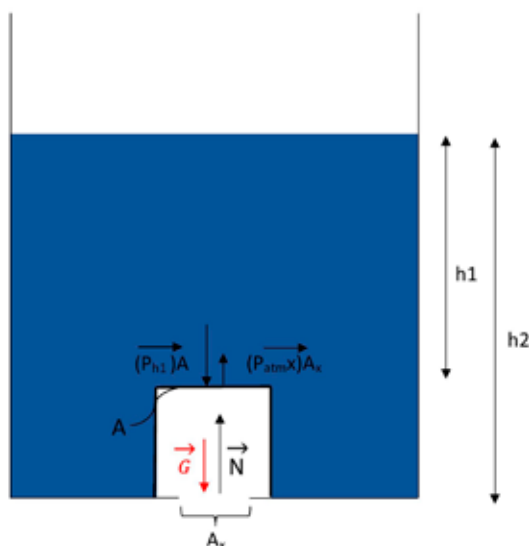
Resultatet som har blitt oppnådd i ligning (2) ovenfor er i kontrast til den nåværende formuleringen av Arkimedes' lov, uttrykt ved ligning (1). Ligning (1) indikerer at oppdriftskraften til enhver tid er rettet oppover mot gravitasjonen med en konstant størrelse, som tilsvarer tyngden av væsken som har blitt fortrent av gjenstanden. Derfor kan den vanlige formuleringen av Arkimedes lov for oppdrift skape tvetydigheter i lærebøker i fysikk. Det er viktig å understreke at det må fremheves i definisjonen av oppdriftskraften, at ligning (1) er korrekt dersom nedsunkede gjenstander er i helhet omgitt av væsken de er nedsunket i (omgitt på alle sine flater).

### Adhesjon?

I et eksperiment som ble utført av Ray og Johnson [8], avklares det tydelig at kreftene som holder sammen overflatene av den nedsunkede gjenstanden og bunnen av tanken, *ikke* er klebende krefter (adhesjonskrefter). Adhesjonskrefter oppstår når det dannes intermolekylære tiltrekninger mellom overflater (for eksempel ved bruk av lim). Derfor kan adhesjon utelukkes som en forklaring på at oppdriftskraften i ligning (2) ikke passer med den nåværende formuleringen av Arkimedes' lov, gitt ved ligning (1).

### Forslag til eksperiment

Jeg vil her beskrive et eksperiment for å teste gyldigheten av ligning (2), det vil si av unntaket fra Arkimedes' lov for et legeme som har kontakt



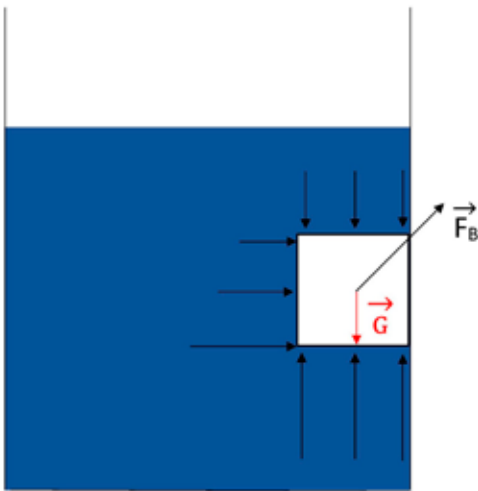
**Figur 5.** Praktisk eksperiment: merk at bunnen av tanken har et hull med et areal  $A_x (> 0)$ , slik at det atmosfæriske trykket virker i deler av bunnflaten til den nedsunkede gjenstanden.

med underlaget som beskrevet i forrige avsnitt. I praksis kan det være problematisk å hindre innsiv av væske mellom to flater. Eksperimentet bør derfor utføres ved å lage et hull i bunn av tanken, slik at det virker et atmosfærisk trykk på bunnflaten av gjenstanden (via hullet i bunnen av tanken). Videre kan gjenstanden holdes på plass ved å legge press på gjenstanden, samtidig som det helles væske i tanken. Pass på å sørge for at væskeni vået er større enn høyden til gjenstanden før gjenstanden slippes fri. Ergo bør væskeni vå  $(h_2 - h_1)$  være tilfredsstillt før gjenstanden slippes fri (se Figur 5). Når det minste kravet til væskeni vået er tilfredsstillt, kan gjenstanden slippes fri, og den resulterende oppdriftskraften kan dermed uttrykkes ved:

$$\vec{F}_b = -(P_{h_1}A - P_{atm}A_x)\hat{k}, \quad (3)$$

der  $P_{h_1} = P_{atm} + \rho_f g |h_1|$  er trykket som virker i dybden  $h_1$  under overflaten av vannet,  $P_{atm}$  er det atmosfæriske lufttrykket,  $A$  er den øvre overflaten til den nedsunkede gjenstanden, og  $A_x$  er den delen av den nedre overflaten til den nedsunkede gjenstanden som er utsatt for atmosfærisk trykk (kan måles på forhånd).

Det samme eksperimentet kan utføres på sideflaten på en nedsunket gjenstand, slik som illustrert i Figur 6. Trykk-komponentene kan summeres opp, og den resulterende oppdriftskraften vil skifte retning til skrått oppover mot høyre. I tillegg vil størrelsen til oppdriftskraften også endres avhengig av dybden gjenstanden befinner seg i.



**Figur 6.** Praktisk eksperiment: oppdriftskraften skifter retning fra oppover mot tyngdekraften, og er ikke lenger entydig bestemt av produktet  $(\rho, gV\hat{k})$ .

Den nødvendige kraften for å løfte opp gjenstanden kan måles ved å variere dybden på væskenivået over gjenstanden. Dette kan utføres ved å koble opp en kraft-måler (for eksempel en fjærvekt) på toppen gjenstanden, og dra gjenstanden oppover så rett som mulig (se Figur 7). Videre vil man kunne lese av fjærvekten at oppdriftskraften øker ved økt væskenivå.

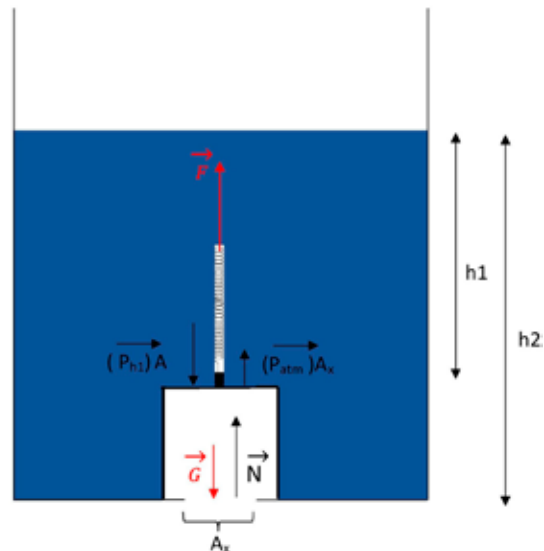
Husk at fjærvekten vil inkludere tyngden av gjenstanden i måleresultatene, slik at tyngden til gjenstanden må trekkes fra måleresultatene manuelt. Ergo, vil den målte kraften ( $\vec{F}$ ) kunne uttrykkes som:

$$\vec{F} = \vec{F}_b + \vec{G}. \quad (4)$$

Da vil måleresultatene samsvare med oppdriftskraften uttrykt ved ligning (3). Umiddelbart etter at gjenstanden dras løs fra underlaget, vil vannet sive inn på den nedre overflaten av gjenstanden. Da vil oppdriftskraften virke som vanlig oppdrift, og kunne uttrykkes ved ligning (1).

### Konklusjon

Ut fra en betraktning av et legeme på bunnen av et kar som ledet til ligning (2), kan det konkluderes med at det eksisterer en tvetydighet rundt den vanlige formuleringen av Arkimedes' lov for oppdrift. Den vanlige formuleringen tar ikke høyde for at det eksisterer unntak for et legeme under vann på bunnen av et kar med så tett kontaktflate at det ikke er vann i kontaktflaten. For et slikt legeme gir ikke trykk-kreftene fra væsken på legemet en opp-



**Figur 7.** Praktisk eksperiment: En endring i størrelsen av oppdriftskraften ved endring av væskenivået kan observeres og måles med en fjærvekt som er koblet til den øvre overflaten av den nedsunkede gjenstanden.

drift, men en «neddrift». Man bør derfor i lærebøker i fysikk være nøye med å presisere at den vanlige formuleringen av Arkimedes' lov for oppdrift forutsetter at legemet er omgitt av vann på undersiden. ■

### Referanser

- [1] T.L. Heath. *The Works of Archimedes – Edited in modern notation*. Cambridge Univ. Press, Cambridge, UK, 2010, s. 253–262 (sit. på s. 9).
- [2] R. Netz. «Proof, amazement, and the unexpected». *Science* 298.5595 (2002), s. 967–968 (sitat på s. 9).
- [3] D. Halliday, R. Resnick og J. Walker. *Fundamentals of Physics*. 9th ed. Wiley, New York, 2011, s. 367–370 (sitat på s. 9).
- [4] R.A. Serway og R.J. Beichner. *Physics for Scientists and Engineers*. 8th ed. Brooks/Cole, Belmont, CA, 2010, s. 408–412 (sitat på s. 9).
- [5] R.W. Fox, A.T. McDonald og P.J. Pritchard. *Introduction to Fluid Mechanics*. 6th ed. Wiley, New York, 2004, s. 52–82 (sitat på sider 7, 8, 11).
- [6] E.H. Graf. «Just What Did Archimedes Say About Buoyancy?» *The Physics Teacher* 42 (2004), s. 296–299 (sitat på sider 9, 27, 30, 37, 38, 57, 65).
- [7] J. Bierman og E. Kincanon. «Reconsidering Archimedes' Principle». *The Physics Teacher* 41 (2003), s. 340–344 (sitat på sider 27, 30, 37, 38, 57, 65).
- [8] G.E. Jones, W.P. Gordon; J. R. Ray, og E. Johnson. «Removing the buoyant force; Removing the buoyant force, a follow-up». *The Physics Teacher* 17 (1979a; 1979b), s. 59–60, 392–393 (sitat på s. 27).

# Hvordan akselereres protoner i kosmisk stråling opp til sin enorme energi?

**Betydningen av elektromagnetisk induksjon fremheves i beskrivelsen av en mekanisme som kan tilføre et proton en energi på godt og vel  $10^{20}$  eV. Den aktuelle mekanismen finnes hos magnetarar – roterende nøytronstjerner med ekstremt sterkt magnetfelt.**

**Øyvind G. Grøn** OsloMet – Storbyuniversitetet

## Energirike partikler i kosmisk stråling

Kosmisk stråling med partikkelenerier over  $10^{19}$  eV kalles ultrahøyenergi kosmisk stråling (Ultra-High Energy Cosmic Rays – UHECRs). De mest energirike partiklene i den kosmiske strålingen har energi over  $10^{20}$  eV, der 1 elektronvolt (eV) er den energien en partikkel med en elementærladning,  $e = 1,6 \times 10^{-19}$  C, får når den akselereres av et elektrisk felt mellom to punkter med en potensialforskjell (spenning) på 1 volt. Det betyr at  $1 \text{ eV} = 1,6 \times 10^{-19}$  J. De mest energirike partiklene i den kosmiske strålingen har altså en energi rundt 16 J. Hvis du kaster en tennisball får den omtrent så stor kinetisk energi.

Energien til et proton med hvilemasse  $m_0 = 938 \text{ MeV} = 9,38 \times 10^8 \text{ eV}$  og hastighet  $v$  er  $E = \gamma m_0 c^2$ , der  $\gamma = 1/\sqrt{1 - v^2/c^2}$  kalles lorentzfaktoren til partikkelen. For et proton med energien  $10^{20}$  eV er lorentzfaktoren omtrent lik  $10^{10}$ . Protonets hastighet er  $v = c\sqrt{1 - 1/\gamma^2} = 0,999999999999c$ . For slike partikler er den kinetiske energien mye større enn hvilemasse-energien.

Hvordan kan elementærpartikler akselereres opp til hastigheter så nær lyshastigheten og tilføres så stor energi? I denne artikkelen skal vi belyse dette spørsmålet.

## Bevegelse av partikler i magnetfelt

Newtons 2. lov anvendt på en partikkel med hvilemasse  $m_0$  og ladning  $q$  som beveger seg med hastighet  $\vec{v}$  gjennom et magnetfelt  $\vec{B}$  har formen

$$\gamma m_0 \frac{d\vec{v}}{dt} = q\vec{v} \times \vec{B}. \quad (1)$$

I et statisk og uniformt magnetfelt er feltlinjene rette og ladde partikler beveger seg i spiralbane rundt feltlinjene (Figur 1).

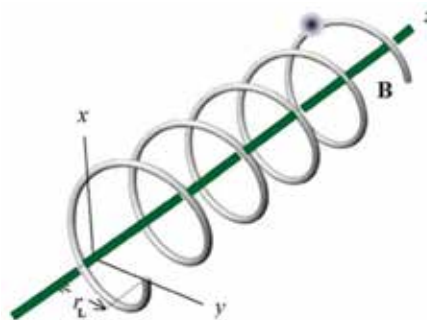
Projeksjonen av banen inn på et plan vinkelrett på en feltlinje er en sirkel. Hvis partikkelen belyses med en lykt som peker langs det magnetiske feltet, utfører skyggen en sirkelbevegelse. Da tar Newtons 2. lov formen

$$\gamma m_0 \frac{v^2}{r_L} = qvB, \quad (2)$$

som viser at baneradien, kalt *Larmor-radien*, er

$$r_L = \frac{\gamma m_0 v}{qB}. \quad (3)$$

Som vi så i forrige avsnitt et det en svært god tilnærming å sette  $v \approx c$  for de energirike protonene



**Figur 1.** Banen til en ladd partikkel i et uniformt magnetfelt.





**Figur 2.** Bilde av Krabbetåken satt sammen av observasjoner i forskjellige bølgelengder. I sentrum av tåken er det en pulsar, en raskt roterende nøytronstjerne med et sterkt magnetfelt, avslørt av røntgenobservasjoner.

i den kosmiske strålingen. Det betyr at for slike partikler kan uttrykket for Larmor-radien skrives

$$r_L = \frac{E}{qcB}, \quad (4)$$

der  $E$  er protonets energi. Et typisk galaktisk magnetisk felt har  $B = 5 \times 10^{-10}$  T. Likning (4) gir da at Larmor-radien til banen for et proton med energi  $10^{20}$  eV er omtrent 1000 lysår. Det er under en tredjedel av tykkelsen til Melkeveien. Dette betyr at protoner med energi under  $10^{20}$  eV er magnetisk bundet til galaksene de beveger seg i. Det kalles *galaktisk innesperring* («galactic confinement»). Astronomene konkluderer derfor med at partikler i den kosmiske strålingen med energier under  $10^{20}$  eV kommer fra Melkeveien, mens de mest energirike partiklene med energier godt over  $10^{20}$  eV kommer fra andre galakser.

### **Tilføring av energi til ladde partikler – betydningen av induksjon**

Nøytronstjerner har en radius omtrent lik 10 km, en masse på 1,4 solmasser og kan rotere flere hundre ganger per sekund. De sender ut partikler og stråling i to jetstrømmer som peker ut fra stjernens magnetiske poler. Siden de magnetiske polene ikke faller sammen med de geografiske polene, roterer jetstrømmene rundt rotasjonsaksen sammen med stjernen. Hvis en slik stråle sveiper over jorda, observeres en pulsar. Magnetfeltet til en pulsar har typisk en magnetisk flukstetthet  $B = 10^7$  T.

Partiklene skytes ut i jetstrømmen med stor energi. Siden den magnetiske kraften virker vinkelrett på en ladd partikkels hastighet, gjør ikke magnetkraften noe arbeid på partikkelen og kan derfor ikke tilføre den energi. Det er elektriske felter som kan tilføre energi til ladde partikler. ▶

## ► Hvordan akselereres protoner i kosmisk stråling opp til sin enorme energi?

Så hva skjer?

Elektriske felter kan oppstå på svært forskjellige måter. Den ene måten er det som skjer i skyer som produserer lyn. Her finnes en mekanisme som separerer ladning. I skyer har iskrystaller og hagl en viktig rolle i denne sammenhengen. Men vi kjenner ikke en tilsvarende mekanisme for å separere ladning i plasmaer som eksisterer nær overflaten av en nøytronstjerne.

Derimot representerer en nøytronstjerne med et magnetfelt hvor den magnetiske aksen roterer rundt stjernens rotasjonsakse, et varierende magnetfelt. Det indueres et elektrisk felt som kan tilføre energi til ladde partikler.

Jeg vil her presentere den avgjørende betydningen elektromagnetisk induksjon har når det gjelder å akselerere opp partikler fra astronomiske objekter til relativistiske hastigheter, og tar utgangspunkt i hvordan induksjon presenteres i norske lærebøker i fysikk i videregående skole.

Den magnetiske fluksen gjennom en strømsløyfe er produktet av den magnetiske flukstettheten  $B$  og arealet  $A$  omsluttet av strømsløyfen. Hvis strømsløyfen er formet som en sirkel er arealet  $A = \pi r^2$ . Faradays induksjonslov sier at hvis den magnetiske fluksen gjennom strømsløyfen varierer, indueres en spenning i strømsløyfen. Den induserte spenningen rundt strømsløyfen er lik fluksendring per sekund og skyldes at det varierende magnetfeltet gjennom strømsløyfen inducerer et elektrisk felt langs strømsløyfen. Spenningen rundt strømsløyfen er lik den elektriske feltstyrken  $\varepsilon$  ganger lengden  $2\pi r$  av strømsløyfen. Når vi bare er interessert i styrken av det induserte elektriske feltet, og sløyfer det vanlige minustegnet i Faradays induksjonslov, tar loven anvendt på strømsløyfen formen

$$2\pi r\varepsilon = \pi r^2 \dot{B}, \quad (5)$$

der  $\dot{B}$  står for endringen av den magnetiske flukstettheten per sekund. Følgelig er den elektriske feltstyrken i lederen

$$\varepsilon = \frac{r}{2} \dot{B}. \quad (6)$$

Det varierende magnetfeltet inducerer et slikt elektrisk felt selv om ikke strømsløyfen er til stede. Vi skal nå anvende dette på magnetfeltet til en roterende nøytronstjerne for å finne en øvre grense for hvor mye energi det induserte elektriske feltet

kan tilføre en ladd partikkel ved nøytronstjernen og følger her referansene [1] og [2].

Betrakt et uniformt sylindrisk magnetfelt med samme tverrsnitt som ekvatorplanet til en nøytronstjerne med radius 10 km. Det vil si at tverrsnittarealet er  $A \approx 3 \times 10^8 \text{ m}^2$ . Variasjonen av magnetfeltet settes lik stjernens vinkelhastighet ganger flukstettheten,  $\dot{B} \approx 2\pi f B$  der  $f$  er antall rotasjoner per sekund. For en nøytronstjerne som roterer litt over 30 ganger i sekundet (som pulsaren i Krabbetåken, se Figur 2) og har et magnetfelt med flukstetthet  $B = 10^7 \text{ T}$ , er  $\dot{B} = 2 \times 10^{10} \text{ T/s}$ . Likning (6) gir da at det indueres et elektrisk felt med feltstyrke  $\varepsilon = 10^{14} \text{ N/C}$ . Den elektriske spenningen over en avstand lik nøytronstjernens radius er  $V \leq r\varepsilon = 10^{18} \text{ J/C}$ . Dermed fås at den øvre grensen for energien som kan tilføres et proton i dette elektriske feltet, er  $10^{18} \text{ eV}$ .

To kommentarer. 1. Begrunnelsen for å sette  $\dot{B} = \omega B$ , der  $\omega$  er vinkelhastigheten til stjernens rotasjonsbevegelse, er at man kan beskrive induksjonsfenomenet med en roterende nøytronstjerne omgitt av et elektrisk ledende plasma som et eksempel på *unipolar induksjon*, at det indueres en strøm i en leder som roterer i et magnetfelt. I dette tilfellet er lederen plasmaet som følger stjernens rotasjon. 2. Retningen av det induserte elektriske feltet følger fra at den magnetiske kraften som lager en elektrisk strøm i det roterende plasmaet virker vinkelrett både på magnetfeltet som peker i retning nord-syd, og bevegelsen av plasmaet som peker øst-vest. Følgelig peker den magnetiske kraften i radiell retning og gir en strøm i radiell retning. Det svarer i induksjonsbeskrivelsen til at det induserte elektriske feltet peker i radiell retning.

Vi har nå en forklaring på at partiklene i den kosmiske strålingen kan ha en energi opp til  $10^{18} \text{ eV}$  dersom de kommer fra pulsarer, men det gjenstår å forklare energier over  $10^{20} \text{ eV}$ .

Pulsarer var kjent fra midten av 1960-årene. Men i 1992 introduserte Duncan og Thompson [3] en ny type nøytronstjerner som de kalte *magnetarer*. De har omtrent tusen ganger sterkere magnetfelt enn pulsarer. Med  $B = 10^{10} \text{ T}$  i stedet for det typiske magnetfeltet med  $B = 10^7 \text{ T}$  for en pulsar, og med samme rotasjonshastighet, 30 omdreininger per sekund, gir likningen for energien tilført et proton med mekanismen beskrevet ovenfor,

$$E = q \frac{r^2}{2} \omega B, \quad (7)$$

der  $\omega$  er vinkelhastigheten til stjernens rotasjon, at protonet kan få tilført en energi opp til  $10^{21}$  eV. Så magnetarer kan være kilder for de mest energirike partiklene i den kosmiske strålingen.

### Konklusjon

Med utgangspunkt i videregående skoles fysikk er det i denne artikkelen beskrevet mekanismer som er sentrale for å akselerere opp protoner til energier over  $10^{20}$  eV, som er energien til de mest energirike partiklene i den kosmiske strålingen. Elektromagnetisk induksjon er sentral i denne sammenhengen siden et magnetfelt ikke kan tilføre energi til en ladd partikkel. Det er nødvendig med induserte elektriske felter.

Det finnes objekter der kraftige nok akselerasjonsmekanismer finnes. Objektene må ha ekstremt sterkt magnetfelt og være omgitt av et plasma som beveger seg hurtig gjennom magnetfeltet. Slike objekter er magnetarer – nøytronstjerner som typisk roterer noen titalls ganger per sekund og har magnetfelt med flukstetthet rundt  $10^{10}$  T. De kan akselerere opp protoner til energier over  $10^{20}$  eV.

Kanskje kan det være inspirerende for elever i videregående skole å se at når den fysikken de har lært, koples sammen med en typer stjerner man bare har kjent til i 30 år – magnetarer – så får man en løsning på et spørsmål som var ubesvart for 30 år siden: Hvordan får de mest energirike partiklene i den kosmiske strålingen sin store energi? ■

### Referanser

- [1] M. Adamo, S. Pietroni og M. Spurio. «Astrophysical sources and acceleration mechanisms». Preprint datert 18. februar 2022. Nettsadresse: arXiv:2202.09170
- [2] J. Arons. «Magnetars in the Metagalaxy: An Origin for Ultra High Energy Cosmic Rays in the Nearby Universe». *Astrophys.J.* 589:871-892 (2003).
- [3] R.C. Duncan og C. Thompson. «Formation of Very Strongly Magnetized Neutron Stars: Implications for Gamma-Ray Bursts». *Astrophysical Journal Letters*. 392: L9 (1992).

Fysikere på frimerker

## Anatoly Petrovich Alexandrov

*Jeg vil i en serie artikler presentere fysikere avbildet på frimerker. De vil bli presentert i alfabetisk rekkefølge med en kort omtale av hvorfor de er blitt avbildet på det aktuelle frimerket.*

Anatoly P. Alexandrov (1903–1994) var russisk fysiker. Han utviklet i 1930-årene en metode for å beskytte skip mot magnetiske miner. Metoden viste seg å være effektiv og ble benyttet under andre verdenskrig fra 1941 av. Fra 1943 av arbeidet han med det russiske atombombeprosjektet.

I 1950-årene ledet Alexandrov arbeidet i Russland med å utvikle både undervannsbåter og ordinære båter drevet med atomkraft. Han var også leder av arbeidet med å konstruere atomkraftverk.

Alexandrov var president for det russiske vitenskapsakademiet fra 1975 til 1986.



**Figur 1.** Frimerke utgitt i Russland i 2003 med portrett av A.P. Alexandrov.

Frimerket i Figur 1 ble utgitt av Russland i 2003. Her er Alexandrov avbildet sammen med en tegning av et atomdrevet skip og av en del av et atomkraftverk.

Øyvind Grøn



**Figur 1.** Illustrasjon av nøytronstjerne med et magnetisk dipolfelt.

Illustrasjon: ESO/L. Calçada



# Elektromagnetisk stråling fra magnetarer

**Her omtales hvordan magnetarer, dvs. roterende nøytronstjerner med ekstremt sterkt magnetfelt, kan sende ut stråling. Rekyl fra stråling og stjernevind virker tilbake på stjernene og bremser ned deres rotasjonsbevegelse. Det utledes en formel som gjør det mulig å bestemme styrken av stjernens magnetfelt fra informasjon om stjernens rotasjonsperiode og periodens endringshastighet.**

**Øyvind G. Grøn** OsloMet – Storbyuniversitetet

## Tre typer elektromagnetisk stråling

Ladde partikler sender ut elektromagnetisk stråling når de akselereres. Når det gjelder elektromagnetisk stråling fra roterende stjerner snakker astrofysikerne om tre typer stråling:

1. *Termiske stråling* er stråling som sendes ut for eksempel fra et plasma når plasmaets ladde partikler kommer nær hverandre og nesten kolliderer slik at de får en kraftig akselerasjon. Ideelt får strålingen et svartlegemespektrum der intensiteten øker hurtig med temperaturen. Slik stråling er ikke-polarisert.
2. *Synkrotronstråling* er stråling fra ladde partikler som beveger seg i spiralbaner rundt de magnetiske feltlinjene, samtidig med at partiklene har en konstant fart langs felt-

likningene. Denne strålingen avhenger ikke av krumningen til de magnetiske feltlinjene og opptrer også i et uniformt magnetfelt der feltlinjene er rette. Denne strålingen er *sirkulært polarisert*.

3. *Krumningsstråling* er elektromagnetisk stråling sendt ut fra ladde partikler som beveger seg med relativistisk fart langs krumme magnetiske feltlinjer. I motsetning til synkrotronstråling avhenger krumningsstrålingen av krumningen til de magnetiske feltlinjene. Denne strålingen er *lineært polarisert*.

## En stjernes tap i rotasjonsenergi

Anta en stjerne og dens nære omgivelser sender ut like mye elektromagnetisk stråling og partikler i alle retninger observert av en person som sitter på



en roterende stjerne. Det betyr at en fjern observatør som ser at stjernen roterer, vil registrere mer stråling og stjernevind i rotasjonsretningen enn i motsatt retning. Dermed oppstår en rekyl som bremser ned rotasjons hastigheten.

Vi vil her betrakte nøytronstjerner der det ikke foregår fusjon. Så hvor kommer da den utstrålte energien fra? La oss se om det er realistisk å anta at energien til strålingen sendt ut fra stjernen kommer fra tap i dens rotasjonsenergi. En stjernes tap av rotasjonsenergi kan uttrykkes ved økningen av dens rotasjonsperiode. Rotasjonsenergien til en stjerne med treghetsmoment  $I$  og vinkelhastighet  $\Omega$  er

$$E = \frac{1}{2} I \Omega^2. \quad (1)$$

For enkelthets skyld betrakter vi nå en stjerne som et kuleformet legeme med konstant tetthet. Da er dens treghetsmoment

$$I = \frac{2}{5} MR^2, \quad (2)$$

der  $M$  er stjernens masse og  $R$  dens radius. Sammenhengen mellom stjernens rotasjonsperiode  $P$  og vinkelhastighet er  $\Omega = 2\pi/P$ . Dermed kan rotasjonsenergien skrives

$$E = \frac{4\pi^2}{5} MR^2 \frac{1}{P^2}. \quad (3)$$

Når vinkelhastigheten avtar øker perioden, og rotasjonsenergiens endring per sekund er

$$\dot{E} = -\frac{8\pi^2}{5} MR^2 \frac{\dot{P}}{P^3}. \quad (4)$$

der prikk står for derivert med hensyn på tiden, og vi har regnet stjernens masse og radius som konstante.

En pulsar er en hurtig roterende nøytronstjerne. La oss se på pulsaren i Krabbetåken som et eksempel. For denne pulsaren er perioden 33 millisekunder,  $P = 0,03$  s, og perioden øker med ett sekund på 1,35 millioner år,  $\dot{P} = 4,2 \times 10^{-13}$  sekund per sekund. Nøytronstjernen har 1,5 solmasser,  $M = 3 \times 10^{30}$  kg, og radien er omtrent 10 kilometer,  $R = 10^4$  m. Innsetting i likningene (3) og (4) gir en rotasjonsenergi  $2,7 \times 10^{42}$  J og tap av rotasjonsenergi per sekund lik  $2,5 \times 10^{31}$  J/s. Til tross for den langsomme minskningen av rotasjons hastigheten tapes enormt mye rotasjonsenergi per sekund. Til sammenlikning stråler sola ut energien  $4 \times 10^{26}$  J/s. Tapet i rotasjonsenergi per sekund for pulsaren i Krabbetåken er over 60 000 ganger større. Så for en slik stjerne er det naturlig å anta at den utstråle energien kommer fra tap i rotasjonsenergi.

## En stjernes magnetfelt bestemt fra perioden og periodens endringshastighet

Det eksisterer en elegant formel som gjør det mulig å bestemme styrken av en nøytronstjernes magnetfelt fra informasjon om hvor raskt stjernen roterer og hvor raskt rotasjonsperioden øker. La oss se nærmere på dette.

Den mest grunnleggende formelen i teorien for elektromagnetisk utstråling fra ladde partikler er *Larmors formel* som sier at når en ladd partikkel påvirkes av krefter slik at den får en akselerasjon, sender den ut elektromagnetisk stråling med en intensitet som er proporsjonal med kvadratet av partikkelens akselerasjon.

En vanlig stavmagnet kalles en magnetisk dipol fordi den har to magnetiske poler – en sydpol og en nordpol. Magnetfeltet produsert av en sirkulær strømsløyfe har samme form som feltet rundt en stavmagnet. Derfor kalles også en strømsløyfe med tilhørende magnetfelt en magnetisk dipol.

I en roterende nøytronstjerne er det et plasma av ladde partikler som følger med i stjernens rotasjon. De utgjør sirkulære strømsløyfer. Nøytronstjernen har derfor et kraftig magnetfelt med samme form som feltet til en stavmagnet. En roterende nøytronstjerne opptrer som en magnetisk dipol (Figur 1). Desto raskere stjernen roterer jo sterkere er dens magnetfelt.

Nøytronstjerner dannes med en utrolig hurtig rotasjonsbevegelse – flere hundre rotasjoner per sekund. Men rotasjonen bremses forholdsvis raskt ned på grunn av rekylkrefter fra stråling og partikler som stjernen sender ut. Intensiteten av strålingen og stjernevinden avhenger av stjernens magnetfelt. En stor del av strålingen kommer fra partikler som er akselerert opp til praktisk talt lyshastigheten og fyker ut fra stjernens magnetiske poler. Partiklene akselereres av sterke elektriske felter som induseres når stjernens sterke magnetfelt endres. Dette betyr at jo sterkere magnetfeltet er, desto kraftigere stjernevind og mer intens stråling sender stjernen ut.

Siden de utsendte partiklene og strålingen tapper stjernen for spinn på grunn av rekylkrefter, øker rotasjonsperioden raskere desto sterkere magnetfeltet er. Omvendt: Desto raskere rotasjonsperioden øker, jo sterkere er stjernens magnetfelt. Så styrken av stjernens magnetfelt avhenger både av dens rotasjonsperiode  $P$  og av periodens endringshastighet  $\dot{P}$ , det vil si hvor mye perioden endres per sekund.

En vakker formel (se utledning i egen boks på neste side) som beskriver denne sammenhengen for en nøytronstjerne, er

$$B = 3,2 \times 10^{15} \sqrt{P \dot{P}} \text{ T}. \quad (5)$$

## Utleiding av magnetfelt-periode relasjonen for nøytronstjerner

Larmors formel sier at en akselerert, partikkel med ladning  $q$  sender ut elektromagnetisk stråling med en effekt som er proporsjonal med kvadratet av partikkelens akselerasjon  $a$ ,

$$\dot{E} = \frac{k_e q^2}{3c^3} a^2, \quad (\text{B1})$$

der  $k_e = 9 \times 10^9 \text{ Nm}^2/\text{C}^2$ , og  $c$  er lyshastigheten i tomt rom. (Konstanten  $k_e$  brukes i videregående skole i sammenheng med Coulombs lov.)

Vi skal nå betrakte stråling fra en ladd partikkel i en jetstrøm som danner vinkelen  $\theta$  med stjernens rotasjonsakse. Partikkelen har en akselerasjon  $a$  i jetstrømmens retning. Dens akselerasjon vinkelrett på rotasjonsaksen er  $a_{\perp} = a \sin \theta$ . Akselerasjonen er lik den andre deriverte av partikkelens avstand fra stjernens sentrum,  $a = \ddot{r}$ . Den tilsvarende «Larmorformelen» for effekten utstrålt av en magnetisk dipol som endres med tiden, er

$$\dot{E} = \frac{2k_e}{3} \frac{\ddot{\mu}_{\perp}}{c^5}, \quad (\text{B2})$$

der  $\mu_{\perp} = \mu \sin \theta$  er komponenten av det magnetiske momentet vinkelrett på rotasjonsaksen. For en magnetisk dipol som roterer med vinkelhastighet  $\Omega$ , er  $\ddot{\mu} = \mu \Omega^2$ .

Det magnetiske momentet til en uniformt ladd kule med ladning  $Q$  og radius  $R$  som roterer med vinkelhastighet  $\Omega$ , er

$$\mu = \frac{1}{5} Q \Omega R^2. \quad (\text{B3})$$

Magnetfeltet ved den magnetiske aksens på overflaten av stjernen har en flukstetthet

$$B = \frac{2}{5} \frac{k_e Q \Omega}{c R}. \quad (\text{B4})$$

Dermed kan det magnetiske momentet skrives

$$\mu = \frac{c^2}{2k_e} B R^3, \quad (\text{B5})$$

og den utstrålte effekten av dipolstrålingen er

$$\begin{aligned} \dot{E} &= \frac{2k_e}{3} \frac{(\ddot{\mu} \sin \theta)^2}{c^4} = \frac{2k_e}{3} \frac{(\mu \Omega^2 \sin \theta)^2}{c^4} \\ &= \frac{1}{6k_e} (B R^3 \Omega^2 \sin \theta)^2. \end{aligned} \quad (\text{B6})$$

Vi skal nå se hvordan en kan bestemme en stjernes magnetfelt fra observasjoner av dens rotasjonsperiode og rotasjonsperiodens endringshastighet. Vi antar at stjernens tapte rotasjonsenergi går over til strålingsenergi. Videre finner vi en nedre grense for magnetfeltets styrke ved å sette  $\theta = \pi/2$ . Fra likningene (4) og (B6), og ved å bruke sammenhengen mellom vinkelhastigheten og perioden,  $\Omega = 2\pi/P$ , får vi da:

$$B > \frac{1}{\pi R^2} \sqrt{\frac{3k_e M}{5} P \dot{P}}. \quad (\text{B7})$$

Ved å sette inn massen og radien til en nøytronstjerne – halvannen solmasse og radius på 10 km – finner vi en bemerkelsesverdig formel for magnetfeltet til en roterende stjerne,

$$B > 3,2 \times 10^{15} \sqrt{P \dot{P}} \text{ T}. \quad (\text{B8})$$

Den gjør det mulig å bestemme en nøytronstjernes magnetfelt fra målinger av dens periode og periodens endringshastighet.

La oss se hva denne formelen gir for styrken av magnetfeltet på overflaten av pulsaren i Krabbe-tåken. Den har  $P = 0,03 \text{ s}$  og  $\dot{P} = 4,2 \times 10^{-13}$  som gir  $B = 1,1 \times 10^8 \text{ T}$  – et enormt sterkt magnetfelt.

### Magnetarer

En *magnetar* (kortversjon av «magnetic star») er en hurtig roterende nøytronstjerne med et ekstremt sterkt magnetfelt. Det er foreløpig ikke blitt

enighet om en presis definisjon av en magnetar. En mulig definisjon kan være at en magnetar er en nøytronstjerne med et sterkere magnetfelt enn det som kan beskrives av klassisk (ikke-quantemekanisk) elektromagnetisme. Et magnetfelt på denne grensen har en feltstyrke lik  $4,4 \times 10^9 \text{ T}$ .

Magnetarer roterer langsommere og har hurtigere minskning av rotasjonen enn pulsarer. En typisk magnetar roterer med en periode

$P = 10$  s med endringshastighet  $\dot{P} = 10^{-11}$  sekund per sekund. Det gir en magnetisk flukstetthet  $B = 3,2 \times 10^{10}$  T som er omtrent tre hundre ganger sterkere enn magnetfeltet til pulsaren i Krabbetåken. Feltstyrken til den magnetaren man vet om som har sterkest magnetfelt, er hele  $5 \times 10^{11}$  T.

Magnetarer er unge stjerner dannet i en supernovaeksplosjon. Alderen til en magnetar settes ofte lik dens «karakteristiske alder», det vil si halvparten av tiden det tar å stoppe dens rotasjon,

$$t_r = 3,17 \times 10^{-8} \frac{P}{2\dot{P}} \text{ år}, \quad (6)$$

der den numeriske faktoren er én delt på antall sekunder i et år. For pulsaren i Krabbetåken er  $P = 0,03$  s og  $\dot{P} = 4,2 \times 10^{-13}$  som gir en karakteristisk alder  $t_r = 1130$  år. Denne stjernen ble dannet i en supernovaeksplosjon i år 1054, så dens virkelige alder er 968 år. At den virkelige alderen er mindre enn den karakteristiske alderen, tyder på at rotasjonsbevegelsen avtok raskere tidlig i stjernens historie.

Energitettheten i et så sterkt magnetfelt er enorm. En magnetar med et magnetfelt på  $10^{10}$  T har en energitetthet på  $4 \times 10^{25}$  J/m<sup>3</sup>. Den tilsvarende massetettheten er over fire hundre tusen tonn per kubikkmeter, det vil si over 10 000 ganger tettheten av bly. En magnetars magnetfelt er dødelig på tusen kilometers avstand, og en magnetar midt mellom jorda og månen ville stripe magnetstripene på bankkortene våre for all informasjon.

Med så sterkt magnetfelt sendes strålingen fra magnetarer i hovedsak ut som krumningsstråling.

### Jetstrømmer fra magnetarer

Det ekstremt sterke magnetfeltet til magnetarer formes dels av sirkulære strømmer på grunn av stjernens rotasjon og dels av mer kaotiske strømmer med hurtige endringer. Magnetfeltet har derfor to komponenter: et dipolfelt forårsaket av de sirkulære strømmene og et hurtig fluktuerende felt på grunn av de kaotiske strømmene.

Når et magnetfelt endres induseres et elektrisk felt som blant annet har en radiell komponent rettet ut fra stjernen. Det feltet er avgjørende for å gi energi til ladde partikler sendt ut fra stjernen og dens nære omgivelser. For den magnetiske kraften virker vinkelrett på bevegelsesretningen til en ladd partikkel som befinner seg i feltet, og gjør dermed ikke noe arbeid på den. *Et magnetfelt som ikke endres med tiden, kan derfor ikke tilføre energi*

*til ladde partikler. Men det elektriske feltet som induseres i et fluktuerende magnetfelt, kan akselerere opp ladde partikler og tilføre dem energi.*

Magnetarer er vanligvis omgitt av en roterende sky av plasma. En del av de ladde partiklene i plasmaet akselereres av det induserte elektriske feltet og får relativistiske hastigheter, det vil si at de beveger seg med så å si lysets hastighet. Partiklene styres av magnetfeltet ut i retning av akselen til dipolfeltet. Dermed dannet en kjegleformet jetstrøm av ladde partikler med relativistiske hastigheter ut fra magnetaren i retning av dipolfeltets akse. Slike jetstrømmer har typisk en åpningsvinkel mellom 5 og 10 grader der vinkelen vokser med avstanden fra stjernen. De har en form som minner om munningen av en trompet.

### Konklusjon

Tolkning av astronomiske observasjoner skjer ved hjelp av fysikkens lover. Siden informasjon om astronomiske objekter særlig kommer fra registrering av elektromagnetisk stråling fra objektene, har teorien for elektromagnetisk stråling en sentral betydning i denne sammenhengen.

Noen objekter likner ikke på gjenstander vi har erfaring med fra laboratorie-eksperimenter på jorda – for eksempel nøytronstjerner. De har ekstreme egenskaper, som enormt sterke gravitasjons- og magnetfelt, og kan lære oss om fysikk under forhold som ikke er tilgjengelig på jorda.

Blant de mest spesielle objektene er magnetarer – roterende nøytronstjerner med ekstremt sterkt magnetfelt. Det kan virke overraskende at vi er i stand til å bestemme styrken av magnetfeltet på overflaten av en magnetar. Men ved å kombinere strålingsteori med dynamikken til roterende legemer har astronomene greid å utlede en vakker formel som kan benyttes til å regne ut styrken av magnetfeltet fra observasjoner av periodiske variasjoner i strålingen fra en magnetaren og hvordan perioden til disse variasjonene endres med tiden.

Når man på denne måten har greid å bestemme styrken av magnetfeltet som omgir en magnetar, kan man gå videre og utføre simuleringer av bevegelsen til ladde partikler i et plasma som befinner seg i det kombinerte gravitasjons- og magnetfeltet og beregne hva slags og hvor mye stråling de sender ut. Slike undersøkelser er en del av forskerhverdagen til astrofysikere, og de lærer oss mye både om eksotiske objekter i universet og om fysikk under ekstreme forhold som vi ikke kan oppnå i laboratorier på jorda. ■

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

ISSN-0015-9247

## Styret i Norsk Fysisk Selskap

### President

Professor Sunniva Siem, Fysisk institutt, UiO, Kjerne- og energifysikk  
E-post: [sunniva.siem@fys.uio.no](mailto:sunniva.siem@fys.uio.no)

### Visepresident

Forsker Hilde Nesse Tyssøy, Institutt for fysikk og teknologi, UiB,  
Birkelandsenteret for romforskning  
E-post: [hilde.nesse@uib.no](mailto:hilde.nesse@uib.no)

### Styremedlemmer

*Rom-, plasma- og klimafysikk:* Førsteamanuensis Audun Theodorsen, Institutt for fysikk og teknologi, UiT  
*Subatomær fysikk og astrofysikk:* Professor Håvard Helstrup, Institutt for datateknologi,  
elektroteknologi og realfag, HVL

*Industri- og energifysikk:* Professor Jon Samseth, Institutt for produktdesign, OsloMet

*Akustikk og optikk:* Professor Astrid Aksnes, Institutt for elektroniske systemer, NTNU

*Biofysikk og medisinsk fysikk:* Professor Pawel Sikorski, Institutt for fysikk, NTNU

*Kondenserte fasers fysikk med atomfysikk:* Forsker Kristian Stølevik Olsen, Nordita

*Leder av Norsk Fysikklærerforening:* Lektor Kaja Nordby, Kongsbakken vgs.

### Vara

Professor Magnus Borstad Lilledahl, Institutt for fysikk, NTNU

### Adresse

Norsk Fysisk Selskap  
Fysisk institutt, UiO  
Boks 1048 Blindern  
0316 Oslo

### Sekretær

Stipendiat Andreas Halkjelsvik Mjøs, Fysisk institutt, UiO  
E-post: [nfs.styret@gmail.com](mailto:nfs.styret@gmail.com)  
Bankgiro: 7878.06.03258  
Org.nr.: 940 340 829

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

### Bedriftsmedlemmer

Vi takker for støtten fra  
våre bedriftsmedlemmer:



UNIVERSITETET  
I OSLO



UNIVERSITETET I BERGEN



UiT Norges  
arktiske universitet

