# Fra Fysikkens Verden

UTGITT AV NORSK FYSISK SELSKAP

INNHOLD


Fysikk og kjemi i gymnaset 41

Optisk filtrering 43

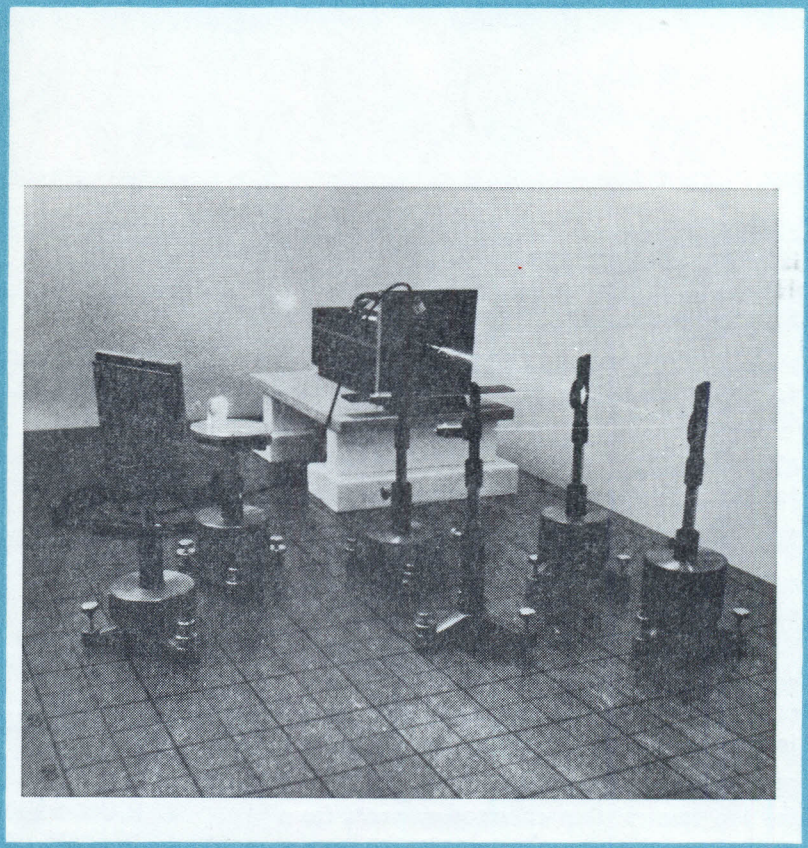
Jordens og meteorittenes alder 50

Bøker 53, 61

Farge, persepsjon og systematikk 54

R. A. Millikan, 1898-1953 59

Fysikermøtet 1968 60

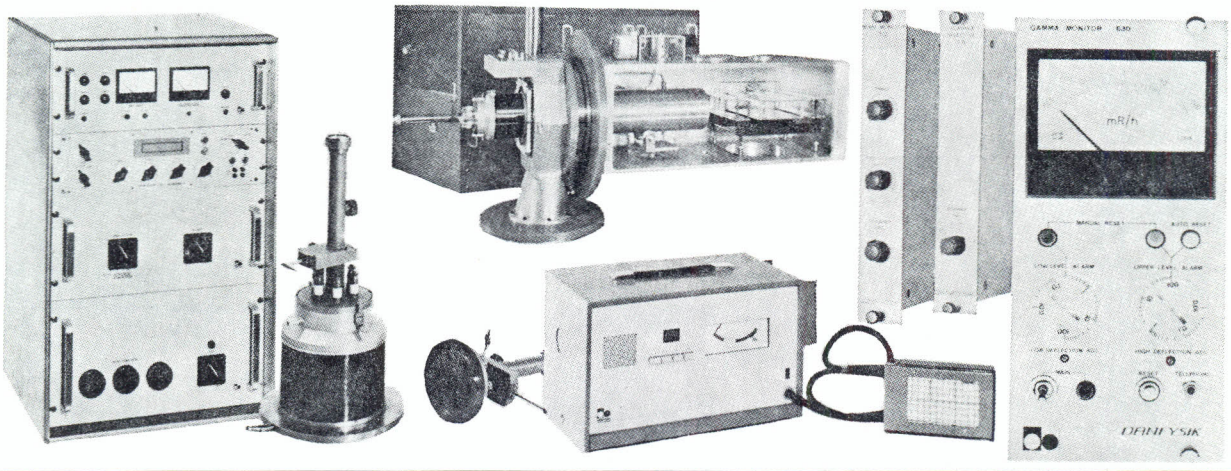



*Hologramopptak med laser.*
*(Institutt for almen fysikk, NTH)*

Nr. 3 - 1968
30. årgang

DANFYSIK
JYLLINGE·DENMARK

# DELIVERY PROGRAM




Electromagnetic
**ISOTOPE SEPARATORS**
150 cm — 90° Sector magnet type.
Standard model 9000.

**HEAVY ION ACCELERATORS**
for ion implantation etc.
0.1 to 100 keV

**ION SOURCES**
for isotope separators and accelerators etc.

**ION SOURCE POWER SUPPLIES.**

**BEAM MONITORS** designed for the purpose of obtaining an oscilloscope display of the current distribution of an ion or electron beam.

**BEAM INTEGRATORS**
for the measurement and integration of currents in the range of 0.001 $\mu$A to 1 mA full scale.

**TELEMETERING SYSTEMS**
for the transmission of measurements from equipment at high voltage potential.

**MAGNET POWER SUPPLIES,**
all solid state, — high stability —
standard models from 1 to 50 kW.

**HAND & CLOTHES MONITORS**
model 37A10.

**ALPHA/BETA CONTAMINATION MONITORS**
Transportable — model 37A20.

**GAMMA IONIZATION MONITORS.**
Type 630 with alarm system.

**SCALERS** with **ANTICOINCIDENS AMPLIFIERS, COUNTERS** and **PRINT-OUT** units.

**CHROMATOGRAPHY** and **ELECTROFORESE SCANNERS.**

**LITHIUM DRIFTED GERMANIUM DETECTORS** with **CRYOSTATS, PRE-AMPLIFIERS** and **AMPLIFIERS.**

Representert ved:

## RØDLAND & RELLSMO A.S.

**Forskningsinstrumenter**

ADR.: LØRENVN. 6, OSLO 5
TLF.: 15 03 90
TELEGRAMADRESSE: DAVINOR

# Fra Fysikkens Verden

Utgiver: NORSK FYSISK SELSKAP

Nr. 3 - 1968

Redaktør: HAAKON OLSEN

30. årgang

# Fysikk og kjemi i gymnaset

*Haakon Olsen*

Undervisningen i fysikk og kjemi i gymnaset i dag befinner seg på det faglige nivå som disse vitenskaper befant seg på for vel femti år siden. Den voldsomme utvikling som har foregått i løpet av disse femti år har gått upåaktet hen i norske gymnasiasters lærebøker og pensumopplegg. I lærebøkene for gymnaset avsluttes atomfysikken med Bohrs atommodell fra 1913, Einsteins spesielle relativitetsteori fra 1905 blir knapt nevnt, kjernefysikken blir ikke berørt, og de eneste former for kjemisk bindingsteori som forekommer er Kossels ionebinding og Lewis' oktettmodell fra omkring 1915. De oppdagelser av materiens bølgenatur som ble gjort i 1920-årene og som blant annet er så vesentlige for forståelsen av materiens oppbygning og for stoffers kjemiske egenskaper, har ikke trengt inn i undervisningen i gymnaset. Dette er i korthet situasjonen i dag.

Under disse forhold er det meget vanskelig for fysikk- og kjemilektoren å gi elevene den undervisning lektoren mener elevene burde få. Det må til dels «jukses» — gis forklaringer på fysiske fenomener en støter på, særlig i atomfysikken, som lektoren vet er ukorrekte — fordi elevene ikke har fått den bakgrunn som er nødvendig for at de skal begripe de riktige fortolkninger. Men lektorene ønsker en modernisering av undervisningen. Jeg skal her ikke komme inn på de mange henstillinger fra lektorhold om å forandre pensumopplegget slik at noe av den senere tids fysikk og kjemi kan undervises «legalt» i klasserommet.

Det avgjørende moment for undervisningsopplegget må være gymnasets målsetning. Gymnaset er ment å være en almendannende skole; i Lov av 12. juni 1964 om realskoler og gymnas er målsetningen gitt den runde formulering: «Realskoler og gymnas er videregående allmenndannende skoler.» Her tør jeg påstå at når det gjelder fysikk- og kjemiundervisningen har en ikke hatt klart for seg hvilken form denne «almendannelse» skal ha. Det synes som om en i gymnaset har tatt sikte på en slags teknisk «almendannelse» nårdet gjelder fysikk og kjemi. Det finnes vel ennå hos mange, også blant folk som burde vite bedre, den tro at fysikk og kjemi er ensbetydende med teknikk og at det er de tekniske anvendelser som har den største betydning.

Men fysikk og kjemi er noe ganske annet og meget mer enn det å vite hvordan telefonen og bilmotoren virker. De forskningsresultater som fysikk og kjemi har gitt, bidrar i høyeste grad til den forståelse vi i dag har av den verden vi lever i. Disse vitenskaper, sammen med den fremtidige ekspansjon i beslektede forskningsgrener som astrofysikk og biofysikk-biokjemi (molekylær biologi), vil gi oss vårt fysiske verdensbillede. Å skaffe seg rede på disse resultater må vel gi den mest verdifulle naturvitenskapelige allmenndannelse — også for gymnasets elever.

Det blir ofte hevdet at det er vanskelig å skaffe tid nok innenfor det timetall som er avsatt i gymnaset for disse fag til å kunne foreta en modernisering av fysikk- og kjemiundervisningen. Og det er ganske riktig om en vil beholde hele den klassiske fysikk med tekniske anvendelser som i dag utgjør artiumspensum. Derfor må deler av det nåværende pensum gå ut dersom en ønsker en fornyelse av undervisningen. Her er det absolutt nødvendig at en foretar en grundig vurdering av målsetningen for fysikk- og kjemiundervis-

ningen i gymnaset og fikserer den tilsiktede naturvitenskapelige allmenndannelse. Så må en meget nøye vurdere den verdi de forskjellige kapitler av pensum har for en naturvitenskapelig allmenndannelse og med hård hånd stryke de avsnitt som ikke bidrar til denne. Det er særlig viktig i denne forbindelse at de fysiske og kjemiske lover, som en kommer fram til fra de eksperimentelle resultater, gis den generelle formulering som fremhever de grunnleggende naturlover. Dette vil i praksis si at de *kritiske eksperimenter* vil måtte spille en avgjørende rolle i undervisningen. Kritiske, avgjørende eksperimenter er eksperimenter som demonstrerer naturlover på en éntydig måte, slik som for eksempel elektrondiffraksjon (Davisson og Germers forsøk) påviser elektronets bølgenatur. De utvalgskriterier for pensum som er antydet her vil uten tvil lede til et annet utvalg av stoff enn det som i dag finnes i lærebøkene, også i forsøksundervisningens lærebøker, og det vil ikke bare være mulig å finne plass i undervisningen for den nyere tids fysikk og kjemi — disse deler av fysikken og kjemien vil til og med måtte spille en vesentlig rolle i undervisningen.

En annen innvending mot å bringe fysikkundervisningen fram til et nivå der vesentlige problemer i moderne fysikk kan diskuteres, er at moderne fysikk er for «vanskelig» for elevene. Her tror jeg at en undervurderer elevene ved de høyere skoler. De vanskeligheter som måtte oppstå under undervisning i moderne fysikk vil bli mer enn kompensert for ved den økede interesse elevene vil føle for de nye tingene som de oppdager etter hvert vil gi dem en mulighet for å forstå interessevekkende fenomener og til og med gjøre dem i stand til selv å anvende den logikk som de teoretiske interpretasjoner av eksperimentelle resultater gir. Kan hende ligger her en av de viktigste allmenndannende oppgaver fysikk- og kjemiundervisningen har i videste forstand — å gi elevene et innblikk i vitenskapelige metoder med strenge logiske slutninger ut fra presist spesifiserte forutsetninger. Kan hende vil eleven derved utvikle sin evne til å anvende strengt logiske metoder også når det gjelder problemer som ligger fjernt fra fysikk og kjemi. Men det er da nødvendig at en legger vekt på den erkjennelsesteoretiske side av fagene; ikke de anvendt tekniske sider slik som tilfellet kanskje er idag.

En riktig tilpasset undervisning i moderne fysikk og kjemi i gymnaset vil utvilsomt lede til en øket interesse blant elevene for disse fag. Elevene vil få en følelse av å leve med i vår tids vitenskapelige utvikling; de vil ha en følelse av at de emner som diskuteres i timen angår dem.

Nå er det klart at innføringen i moderne fysikk og kjemi må skje på en annen måte i gymnaset enn den vi er vant til fra undervisningen ved universiteter og høgskoler. Det må legges vekt på en fremstilling der de matematiske metoder ikke blir det vesentlige. Her må tydeligvis gjøres et grundig arbeide, både når det gjelder valg av pensum, utarbeidelse av lærebøker og faglig orientering av lærekreftene. Her vil uten tvil et samarbeide mellom gymnasets lærekrefter og de vitenskapsmenn ved universiteter og høgskoler som interesserer seg for disse spørsmål, være fruktbart.

Jeg har diskutert fysikk- og kjemiundervisningen særlig med henblikk på majoriteten av elevene i realgymnaset, de som ikke senere skal studere realfag eller ingeniørfag. Imidlertid vil en omlegging av undervisningen som jeg har antydet ovenfor, uten tvil være en fordel også for de elever som senere skal påbegynne naturvitenskapelig universitets- eller høgskolestudium. Innføringen i moderne fysikk og kjemi vil i høyeste grad være nyttig for dem, og de deler — la meg si detaljer — av den klassisk fysikke som de har mistet sammenlignet med gymnaspensum i dag, vil de likevel som nå, måtte lære under universitets- eller høgskolestudiet. Sett fra universitets- eller høgskolehold må det være viktigst at gymnaset makter å skape interesse hos elevene for fagene.

Vurderingen av målsettingen for undervisningen i gymnaset og endringen av undervisningsplanene for fysikk og kjemi som diskutert ovenfor, bør etter min mening kunne komme snart. Den påstand som er blitt satt fram fra tid til annen at gymnaset bør sørge for å undervise elevene i klassisk fysikk og bare klassisk fysikk, kan ikke ha evig gyldighet. Skal gymnaset være en allmenndannende skole, bør før eller senere også den moderne fysikk og kjemis resultater få lov til å bidra til denne allmenndannelse. Det kan derfor ikke være et spørsmål *om* en omlegging av undervisningen skal finne sted, men om *når* denne skal komme. Med en undervisning som ligger tidsforsinket femti år i forhold til forskningen må det nå være på tide med en radikal revisjon av undervisningen.

# Optisk filtrering

*Karstein Dybvik*

Avbildning i optiske systemer er analog med signalgjennomgang i elektriske systemer. Bruken av denne analogi og av det matematiske apparat som er utviklet for behandling av lineære elektriske systemer, er det som i høy grad har vært med på å gi optikken en renessanse etter krigen, og som ofte går under betegnelsen moderne optikk. Optisk databehandling er blitt et begrep og en integrerende del av informasjonsteori, og i moderne kommunikasjon gjør man utstrakt bruk av elektriske og optiske systemer i kaskade.

*Amplitydefiltrering.*

Som man i elektrisk signalbehandling Laplace-transformerer til frekvensplanet og foretar analyse og filtrering der, kan man ved optisk avbildning bruke Fouriertransformasjonen og et tilsvarende todimensjonalt frekvensplan med romlige frekvenser («spatial frequencies»)[1-5]. Fig. 1 viser et enkelt koherent optisk system. Et koherent optisk system er lineært i amplityder, og koordinatene i objektplanet og de romlige frekvensene i frekvensplanet er Fouriertransformasjonspar. Frekvensspektret (eller amplitydefordelingen i diffraksjonsbildet) i frekvensplanet er Fouriertransformasjonen av den komplekse amplitydefordelingen i objektet i objektplanet:

$$(1)\quad F(p,q) = \int_{-\infty}^{+\infty}\int f(x,y)\, e^{i(px+qy)}\, dxdy$$

$$p = \frac{2\pi}{\lambda f}\, x' \,,\; q = \frac{2\pi}{\lambda f}\, y' \qquad \text{romlige frekvenser}$$

Her er $\lambda$ = lysets bølgelengde, f = brennvidde for $L_1$ x' og y' koordinater i planet $P_2$, se fig. 1.

(Konstanten foran Fourierintegralet har ingen interesse i denne betraktningen og er sløyfet.)

Linsene virker i en slik oppstilling som Fouriertransformerende element. I bildeplanet får en en ny Fouriertransformasjon av det en har i frekvensplanet. Det bestemte retningsvalget på aksene som er vist i fig. 1 er for å få overensstemmelse med fortegnskonvensjonene i Fouriertransformasjonen og den inverse transformasjon når en vil ha alternerende og ikke suksessive transformasjoner fra plan til plan i et slikt system.

Blant andre har O'Neill [4] og Cutrona et. al. [5] analysert et slikt system og pekt på en rekke egenskaper og anvendelser til optisk databehandling, bl. a. til optisk filtrering eller romlig filtrering («spatial filtering»). Har en et objekt i planet $P_1$, vil en få dets frekvens-

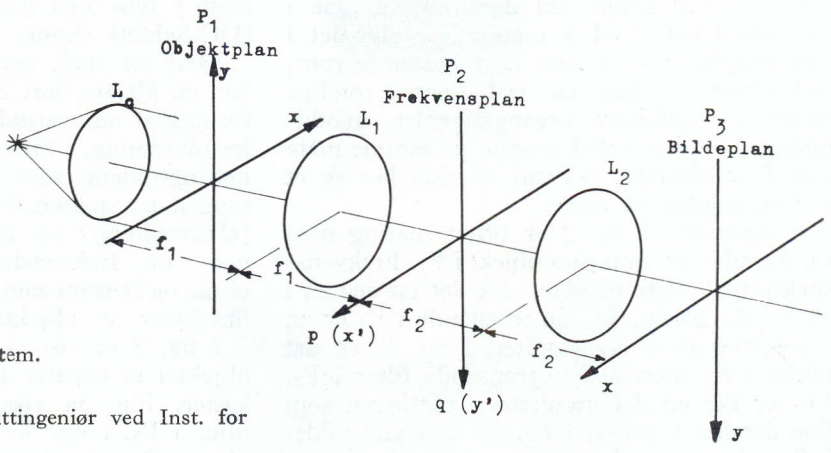



Fig. 1. Koherent optisk system.

Karstein Dybvik er instituttingeniør ved Inst. for almen fysikk, N. T. H

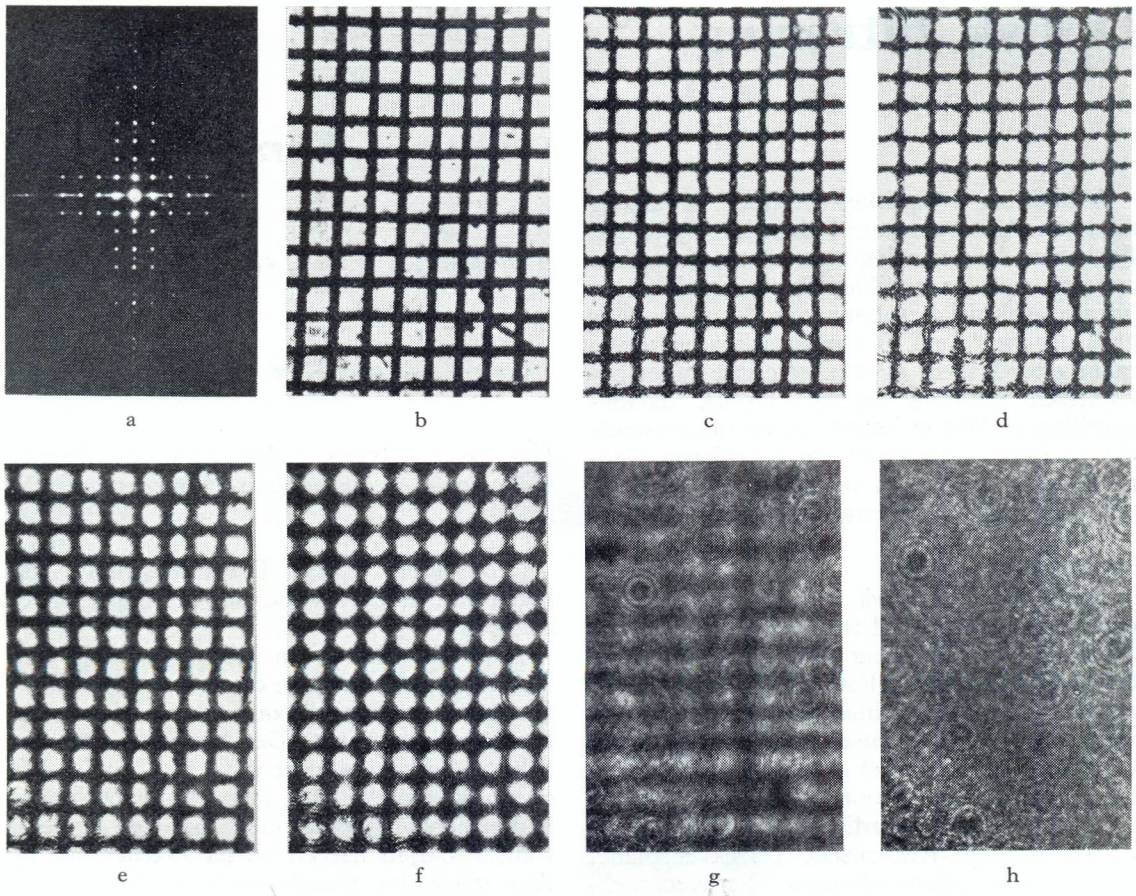



Fig. 2. Optisk filtrering. Amplitydefiltrering med irisblende som «lavpassfilter».

spektrum i $P_2$. Lave periodisiteter eller grove strukturer i objektet gir opphav til de lave frekvenser plassert nær den optiske akse i frekvensplanet. De fineste detaljer i objektet gir omvendt opphav til de høye romfrekvenser som kommer lengre fra den optiske akse i frekvensplanet. Ved å manipulere signalet i frekvensplanet — filtrere bort bestemte romfrekvenser — kan en ved denne romlige filtrering modifisere utgangssignalet, avbildningen i $P_3$, i et optisk system på samme måte som i et elektrisk system. Vi skal her se et par eksempler på dette.

I eksemplet i fig. 2 er brukt netting med ca. 4 tråder pr. mm som objekt i $P_1$. Frekvensspektret til dette objektet slik det tar seg ut i $P_2$ er vist på fig. 2a. En irisblende i $P_2$ er en realisering av et lavpassfilter. I fig. 2b er vist bildet i $P_3$ uten noe begrensende filter i $P_2$. En ser her en del urenheter i nettingen som fine detaljer i bildet. I fig. 2c–h er vist bildet i $P_3$ når en gradvis filterer bort de høyere romfrekvensene ved å minske irisblenden fra 4 mm til 1 mm. En ser at en først mister informasjonen om de fineste detaljene, urenhetene i nettingen, så degraderes informasjonen om periodisiteten i nettingen for til slutt å falle helt bort når bare nullte orden (DC-leddet) slipper gjennom blenden.

Med en spalt som filter i frekvensplanet kan en filtrere bort de frekvenser som gir informasjon om periodisiteten loddrett spaltens lengderetning, i bildet får en da bare fram de nettingtrådene som står loddrett lengderetningen på spalten. Med en plate med hull i («Diracfilter») som filter kan en slippe gjennom de frekvenskombinasjoner en måtte ønske og få fram som bilde tildels sterke modifikasjoner av objektet.

I fig. 3 er vist et annet eksempel. Her er objektet et negativ av en herværende diskoskaster. Fig. 3a viser bildet i $P_3$ uten noe filter i $P_2$, i fig. 3b er det brukt et lavpassfilter i $P_2$ i form av en hullblende, i fig. 3c

Fig. 3. Optisk filtrering. b) «Lavpassfilter». c) «Høypassfilter».

er brukt et høypassfilter i $P_2$ i form av en tusjflekk på en glassplate slik at bare nullte orden i frekvensspektret stenges av, resten slippes gjennom. Ved bruk av lavpassfilter og bortfiltrering av de høyere frekvenser ser en at en taper detaljer i bilder, ansiktstrekk o. l. Med høypassfilter og stenging av nullte orden får en andre selsomme fortegninger i bildet. Her tar en vekk DC-leddet, en forandrer så å si på null-linjen for amplitydeverdiene, slik at de amplitydeverdiene som var lave uten bruk av dette filter, faktisk kan bli negative i forhold til den nye null-linjen. Resultatet kan bli at partier i bildet som egentlig er mørke, nå kan bli lyse. For det som kommer fram i et slikt bilde som på fig. 3 er ikke amplitydene, men kvadratet av amplitydene, m. a. o. intensitetene. Og da spiller det selvsagt stor rolle for resultatet hvilken null-linje amplitydeverdiene refereres til. De mest iøynefallende effekter på fig. 3c er at konturene aksentueres foruten at en får en noe selsom fordeling av lyse og mørke flater.

Som framtidsperspektiv kan man si at på samme måte som man i dag har bass- og diskantkontroll på et hvert radioapparat, vil en snart få en knapp på fotoapparatet for kontrast- og detaljkontroll i bildet.

Det enkle oppsettet i fig. 1 kan i praksis brukes både til filtrering og frekvensanalyse. Ved amplitydefiltrering vil en som i disse to eksemplene kunne undertrykke visse deler av signalet til fordel for andre. Spesielt lett er dette hvis objektet inneholder forskjellige periodisiteter. Dette har vært brukt i seismiske registreringer, registrering av partikkelspor i tåkekammer o. l. Ved frekvensanalyse kan en avsløre egenskaper ved objektet ut fra frekvensspektrets utseende. Armitage og Lohmann [6] har f. eks. fotografert frekvensspektret til alle de store bokstavene i alfabetet og til tallsifrene 0–9. I praksis har en blant annet brukt en slik frekvensanalyse til å måle tykkelsen på glødende tråder.

*Symbolsøking med tilpassete filtre.*

Det vi hittil har sett på er rene amplitydefiltre, men med den hologramteknikken som ble presentert av Leith og Upatnieks, har en fått en brukbar mulighet for år ealisere generelle komplekse filtre på film, med både amplityde- og faseledd. Dette øker mulighetene for anvendelser av optisk filtrering. Vander Lugt [7–10] har spesielt anvendt tilpasset filtrering («matched filtering») i koherent optisk system til tegnsøking («signal detection», «character reading»). Her er oppgaven ad optisk veg å finne et tegn, symbol eller en figur blant mange andre. Det kan være et bestemt ord på en tekstside, et bestemt tall i en tabell, en bestemt årsmodell i et fotografi av en samling biler, en base på et fly- eller satelittfoto osv.

Prinsippet er kort fortalt at en lager seg et Fourierhologram av filterobjektet, det symbolet en søker. I den informasjonen som lagres på dette hologrammet er det alltid ett

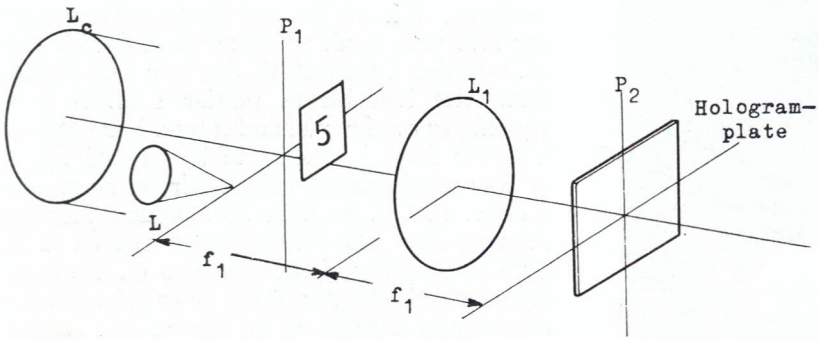



Fig. 4. Oppsett for framstilling av filter i form av et Fourierhologram.

ledd som inneholder frekvensspektret til filterobjektet og ett som inneholder det kompleks-konjugerte frekvensspektrum til filterobjektet. Det er dette siste som danner det tilpassete filter. Fig. 4 viser skisse av oppsettet for å ta et slikt hologram, der 5-tallet er filterobjekt. I $P_2$ får en for det første frekvensspektret til filterobjekt. Men ved siden av filterobjektet i $P_1$ er det også en punktkilde. I $P_2$ vil en derfor totalt få registrert interferensbildet mellom frekvensspektret til filterobjektet og til punktkilden.

Ved filtreringen — symbolsøkingen — bruker en oppsettet i fig. 1. Nå plasseres inputdata, hvor det søkte symbol fins sammen med mange andre, i objektplanet $P_1$. I $P_2$ setter en hologrammet, som altså inneholder det tilpassete filter. I bildeplanet $P_3$ vil en på den optiske akse få et litt degradert bilde av inputdata. Til siden for dette vil en få sidebåndsbilder, og på de steder der det søkte symbol forekommer i inputdata, vil en i sidebåndsbildene få lysende prikker, korrelasjonsmaksima. Er filterobjektet rotasjonssymmetrisk om to akser, blir frekvensspektret symmetrisk, og en får korrelasjonsmaksima i begge sidebåndsbildene. Eksemplet med rektanglet viser dette. Er filterobjektet usymmetrisk, får en korrelasjonsmaksima bare på den ene siden, slik som ved 5-tallet i eksemplet.

For den matematiske utledning av teorien for signaløkning med tilpassete filtre og for andre eksempler enn det som er vist her, vises til de oppgitte litteraturreferanser.

Fig. 5 viser det eksperimentelle oppsettet som her er brukt både til hologramopptaket og til symbolsøkingen. Det er brukt en laser med «beam expanding telescope» for å få kollimert koherent lys. De eksperimentelle vanskelighetene består i å få filteret nøyaktig tilbake på plass igjen etter fremkallingen av hologrammet. En er nødt til å ha hele opprettet på optisk benk og hologrammet i forskyvningsrytter med mikroinnstilling i begge setninger loddrett den optiske akse. Forskyv-

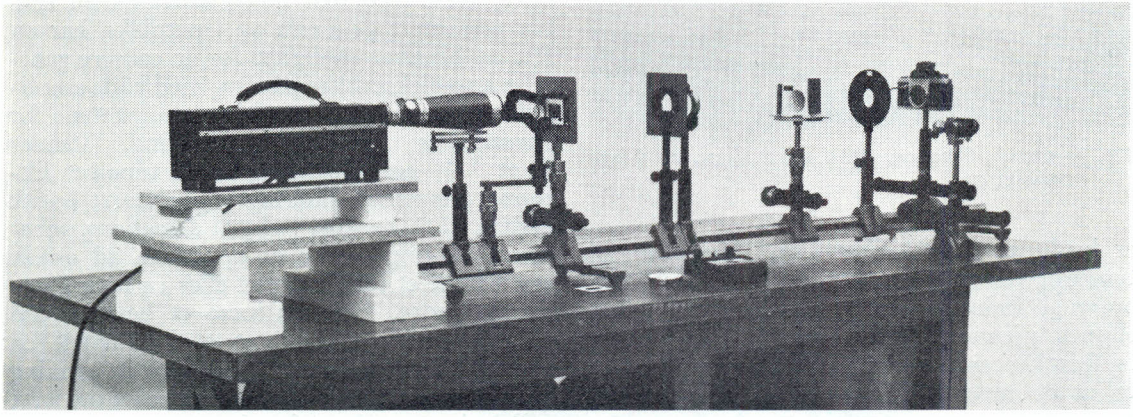


Fig. 5. Eksperimentelt oppsett for symbolsøking. Komponentene fra venstre til høyre: Laser m/ beam expanding telescope, linse for fokusering til pkt.kilde i $P_1$ ved opptak av hologram, holder m/ mikroinnstilling for filterobjekt og inputdata (i $P_1$), Linse $L_1$ med blende foran, filter (hologram) i holder m/ mikroinnstilling (i $P_2$), Linse $L_2$ og kamera på forskyvningsrytter (i $P_3$). Ved siden av kamera mikrometerokular.

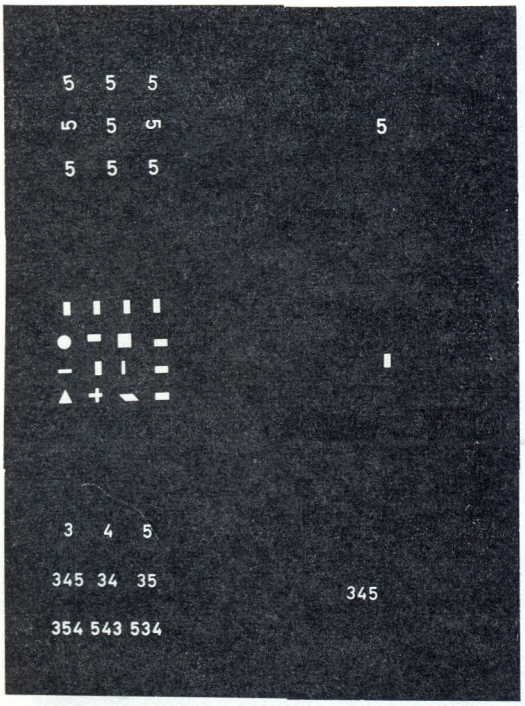



Fig. 6. Symbolsøkning. Inputdata og filterobjekt.

ninger på 0,02–0,05 mm er nok til å forringe effekten av systemet betraktelig.

I fig. 6 er vist tre enkle eksempler på inputdata og søkt symbol (filterobjekt). I fig. 6a består inputdata av en rekke symboler identisk med det søkte bare at noen har en annen orientering. Fig. 6b viser inputdata av en rekke symboler mer eller mindre like det søkte. Endelig har en i fig. 6c et sammensatt symbol som søkes blant forskjellige sammenstillinger av de samme sifrene som det søkte symbol består av. Både filterobjekt og inputdata er negativer med transparente symboler i svarte omgivelser (kontrastrik film, Agfa L Agepan FF). Det er fotografert av tusjtegnete symboler på hvit kartong. Symbolene på negativet er ca. 1,5 mm høye, og feltet med inputdata er ca. 10–12 mm i firkant.

I fig. 7 er vist det en får når en har 5-tallet som det søkte symbol. a viser frekvensspektret til 5-tallet. Det er fotografert i $P_2$ når 5-tallet er plassert i $P_1$ i oppsettet skissert på fig. 1. I b er filteret slik det kommer fram på hologramplaten i $P_2$ i en oppstilling som på fig. 4. En ser da tydelig interferensen mellom frekvensspektret til 5-tallet og til punktkilden

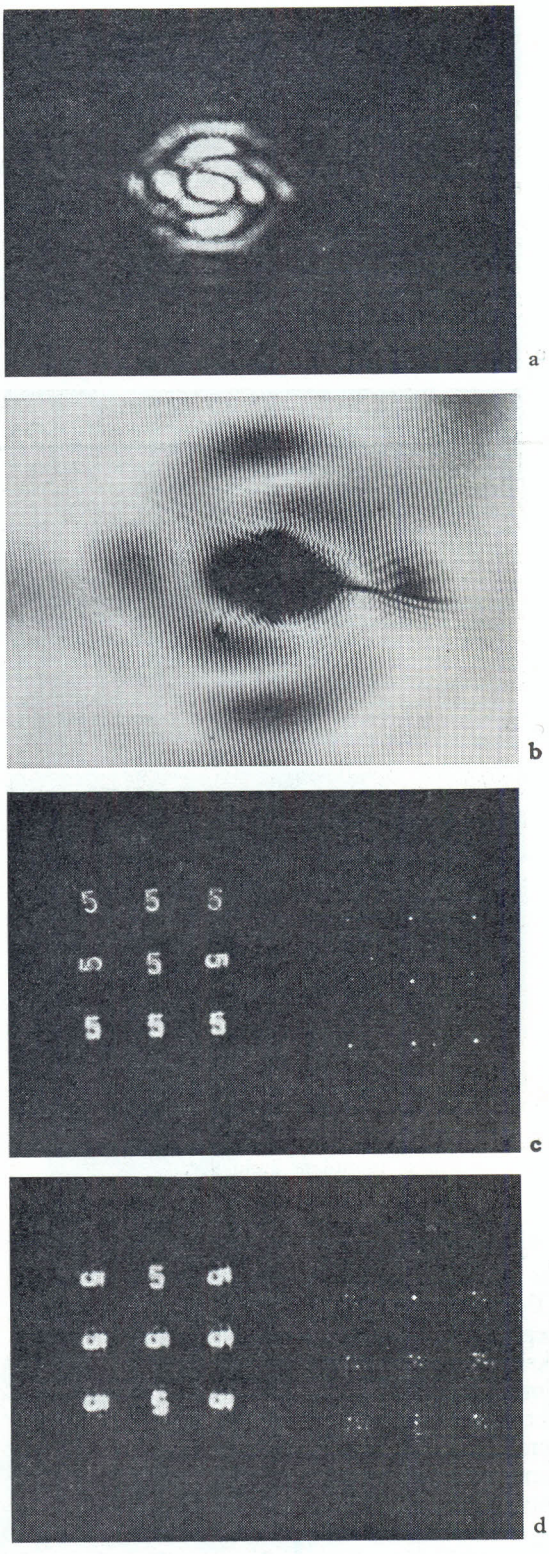



Fig. 7. Symbolsøkning. a) Frekvensspekter. b) Filter. c) Korrelasjonsmaksima, opprett inputdata. d) Korrelasjonsmaksima, inputdata dreid 90°.

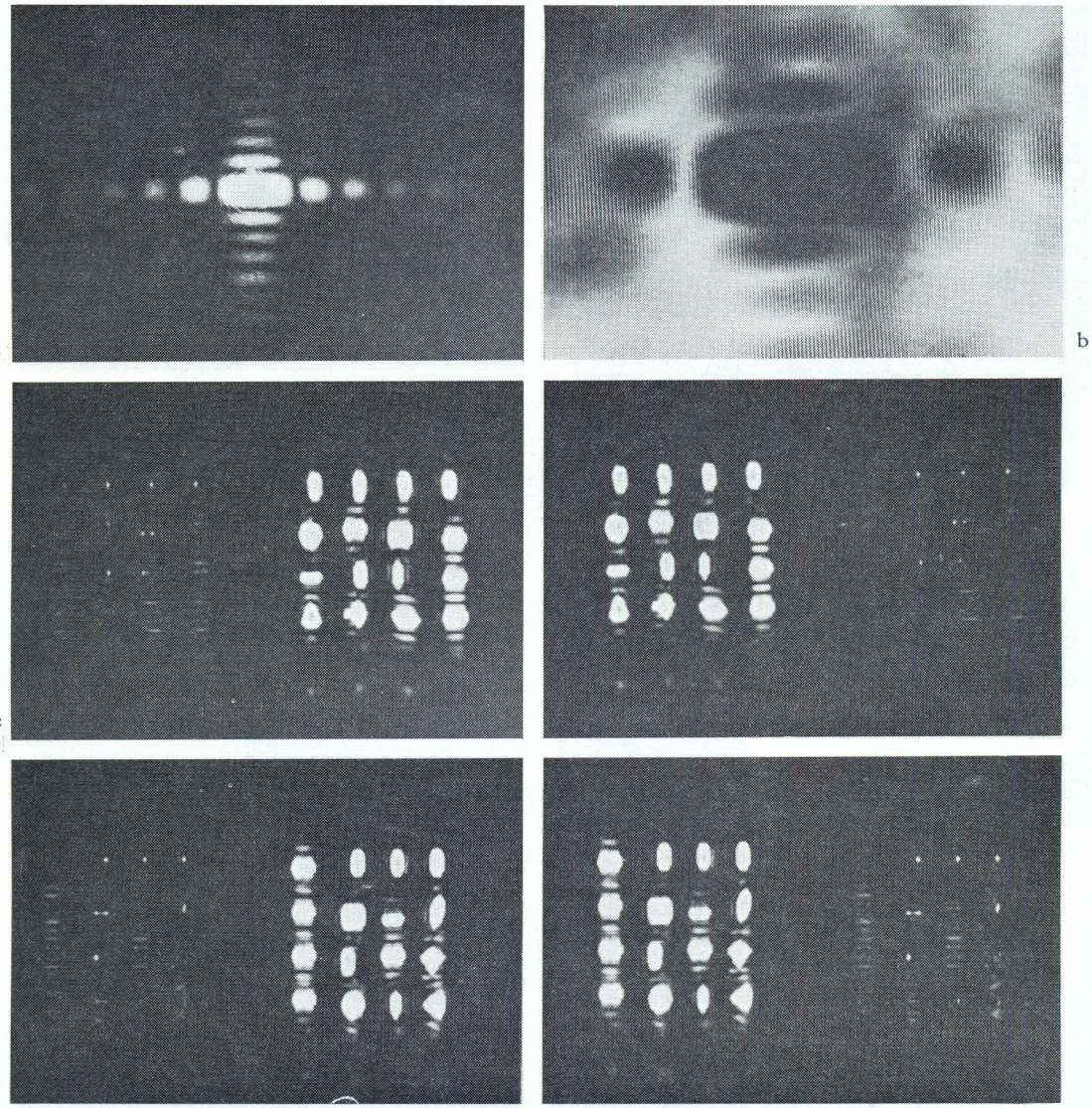



Fig. 8. Symbolsøking. a) Frekvensspekter. b) Filter. c) Korrelasjonsmaksima, opprett inputdata. d) Korrelasjons maksima, inputdata dreid 90°.

i $P_1$. I c og d er vist korrelasjonsmaksima slik de kommer fram i $P_3$ når inputdata plasseres i $P_1$ og filteret i $P_2$. Til venstre ser en det noe degraderte bildet av inputdata på den optiske akse i $P_3$ og til høyre plasseringen av korrelasjonsmaksima på det stedet i inputdata der det søkte symbol finnes. En ser at bare der symbolene i inputdata har samme orientering som filterobjektet, får en tydelige korrelasjonsmaksima. Selv en dreining på bare 10° i ytterstillingene i den øverste rekken i c gir en betraktelig degradering av korrelasjonsmaksima, som en ser. Når inputdata dreies 90°, er det bare ett symbol i inputdata som har samme orientering som filterobjektet, og som derfor gir tydelig korrelasjonsmaksimum.

Fig. 8 viser det tilsvarende for eksempel med rektanglet som det søkte symbol. Her har filterobjektet tosidig rotasjonssymmetri, frekvensspektret er symmetrisk, og en får korrelasjonsmaksima både på høyre og venstre side. Også her ser en at en får korrelasjonsmaksima bare der det fins symboler som har stor likhet med det søkte symbol og samme orientering som dette.

Eksemplet i fig. 9 er et sammensatt symbol

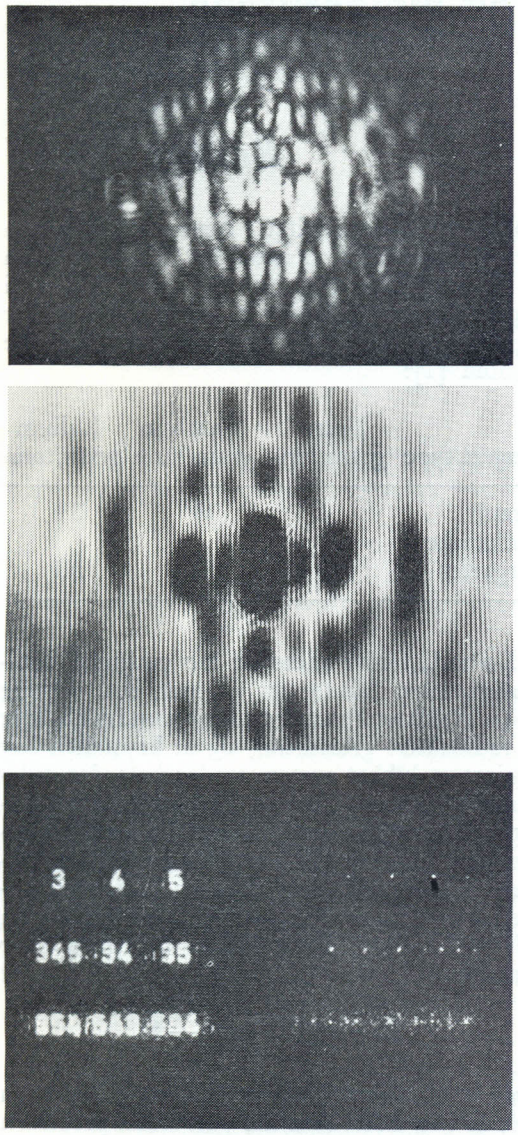



Fig. 9. Symbolsøking. a) Frekvensspekter. b) Filter. c) Korrelasjonsmaksima.

345, og en ser at både frekvensspektret og filteret er mer komplisert enn i de to tidligere eksemplene. Korrelasjonsmaksima viser at enhetssymbolene i øverste rekke av inputdata ikke korrelerer med filterobjektet som en helhet, men med de enkelte symbolene innafor filterobjektet. 4-tallet i midten korrelerer vesentlig med seg selv og svært lite med 3 og 5. Det blir derfor bare ett korrelasjonsmaksimum i midten. Men 3 og 5 viser betydelig innbyrdes krysskorrelasjon ved siden av autokorrelasjon. På deres plass blir det derfor to lysende prikker, den ene svakere enn den andre. Med de andre sammensatte symbolene i inputdata ser en at det er vekslende delkorrelasjon og nokså tvetydige totalkorrelasjon. Størst og utpreget totalkorrelasjon er det naturlig nok ved det symbol i inputdata som er identisk med filterobjektet, 345.

Med det enkle eksperimentelle oppsettet som er brukt her, er en avhengig av at det søkte symbol i inputdata har samme størrelse og orientering som filterobjektet, det symbolet en har laget seg et filter av. Med andre oppsett kan en variere både skala og orientering mens en avsøker inputdata. Men som konklusjon må en si at ennå er metoden med denne form for symbolsøking på utprøvningsstadiet.

---

LITTERATUR:


1. *Peter Elias, David S. Grey, David Z. Robinson:* «Fourier Treatment of Optical Processes.» J. Opt. Soc. Am. *42*, 127 (1952).
2. *Peter Elias:* «Optics and communication theory.» J. Opt. Soc. Am. *43*, 229 (1953).
3. *Thomas P. Cheatham, Arthur Kohlenberg:* «Optical filters their equivalence to and difference from electrical networks.» IRE Convention Record 1954, Part 4, pp. 6–12.
4. *Edward L. O'Neill:* «Spatial Filterings in Optics.» IRE Trans. Inform. Theory. June 1960, pp. 56–65.
5. *L. J. Cutrona* et al.: «Optical Data Processing and Filterings Systems.» IRE Trans. Inform. Theory. IT–6, June 1960, pp. 386–400.
6. *J. D. Armitage, A. W. Lohmann:* «Character Recognition by Incoherent Spatial Filtering». Appl. Opt. *4*, 461 (1965).
7. *A. Vander Lugt:* «Signal Detection by Complex Spatial Filtering.» IEEE Trans. Inform. Theory. IT–10, pp. 139–145. April 1964.
8. *A. Vander Lugt:* «Character-Reading by Optical Spatial Filtering.» Optical and Electro-Optical Information Processing, MIT Press 1965, pp. 125–141
9. *A. Vander Lugt:* «Practical Consideration for the Use of Spatial Carrier-Frequency Filters.» Appl. Opt. *5*, 1760 (1966).
10. *A. Vander Lugt:* «A Review of optical data-processing techniques.» Optica Acta *15*, 1–33 (1968).

# Aldersbestemmelse av jorden og meteorittene ved hjelp av isotoper

*Reidar Nydal*

Man kan til en viss grad si at i vårt århundre har fremskritt og nøyaktighet i aldersbestemmelser av forhistoriske hendelser vokst i takt med vår viten om radioaktivitet og kjernefysikk. Denne viten begynte nærmest ved et slumpetreff, da den franske fysiker Henri Bequerel (1852–1908) i 1898 lot en fotografisk plate og et stykke uransalt ligge sammen i en skuff. Da han åpnet skuffen var platen blitt svertet. I dag vet vi at alle atomer med atomnummer større enn 83 er radioaktive. De tunge grunnstoffer tilhører de tre naturlig radioaktive serier, uranserien, thoriumserien og actiniumserien.

*Datering av jordkloden.*

Det var etter århundreskiftet at man begynte å anvende radioaktivitetsforskningens resultater på undersøkelser av jorden og universet. Man hadde den formening at det var en maksimal mengde av de tunge radioaktive isotoper tilstede ved begynnelsen av jordens historie, og at disse disintegrerer med tiden og ender på stabile blyisotoper. Hvordan jorden kunne ha fått disse isotoper er noe usikkert, men en antar at disse bare kan være resultatet av en fusjon som en kanskje kan finne i en supernova.

Det er mye som tyder på at jorden er blitt til ved en meget lav temperatur. Harold C. Urey [1] resonerte seg frem til at temperaturen ved jordoverflaten ved slutten av jordens sammentrekningsperiode ikke var høyere enn ca. 200 °C. Tidligere teorier om at jorden var smeltet ved begynnelsen er idag regnet for å være uholdbare. Det antas at de radioaktive stoffer har ved begynnelsen vært jevnt fordelt gjennom jorden. Radioaktiviteten har senere ført til at jordkloden helt eller delvis har smeltet. Under smeltingen har de radioaktive stoffer på en eller annen måte blitt konsentrert i jordkappen, slik at varmeavgivelsen til overflaten var stor nok til at senere smelting har blitt unngått. Ved studium av konsentrasjonen av radioaktivitet i henholdsvis kappen og de dypere lag hersker det ingen tvil om at de radioaktive stoffer er sterkt anriket i kappen. Sammenligning av radioaktive stoffer i granitt og vulkanske bergarter viser følgende forhold [1]:

| Bergart type | Uran gram/tonn | Thorium gram/tonn | Kalium gram/tonn |
|---|---|---|---|
| Granit | 4 | 14 | 35 |
| Vulkanske bergarter | 0,6 | 2 | 10 |

De radioaktive metoder for geologisk tidsbestemmelse forutsetter at man har adgang til en avsluttet krystallstruktur som inneholder et radioaktivt grunnstoff, og at krystallen har utgjort et lukket system under hele den tidsperiode som skal måles. De radioaktive isotoper disintegrerer og ender på et stabilt sluttprodukt. Hvis der ikke var forurensninger tilstede i sluttproduktet, ville en aldersbestemmelse være meget enkel og vil f. eks. med uran ($U^{238}$) og bly ($Pb^{206}$) kunne beregnes etter formelen

$$Pb^{206} = U^{238}(e^{\lambda t} - 1)$$

hvor $\lambda$ er disintegrasjonskonstanten for uran og t er den tiden som har gått siden prosessen tok til. Da man ikke visste hvor mye bly ($Pb^{206}$) som opprinnelig var tilstede og som ikke skyltes disintegrasjon av uran, burde den oppgitte formel skrives på formen

$$Pb^{206}_{målt} - Pb^{206}_{oppr.} = U^{238}(e^{\lambda t} - 1) \qquad (1)$$

Ved å måle direkte forholdet bly/uran fikk man bare en maksimal alder, og en måtte gå i uvisshet om hvor mye bly der opprinnelig kunne ha vært tilstede i prøven. For at en aldersbestemmelse skal ansees noenlunde pålitelig, må de forskjellige forhold $Pb^{206}/U^{238}$, $Pb^{207}/U^{235}$ og $Pb^{207}/Pb^{206}$ gi overensstemmende resultater.

Dr. philos. R. Nydal er leder av Laboratoriet for radiologisk datering, N. T. H.

Den høyeste alder man har funnet på materiale fra jordoverflaten er 2.8 milliarder år, og må være en omtrentlig alder for jordkappens størkning. Den virkelige alder på selve jordkloden må altså være høyere. For å komme svaret nærmere har man benyttet seg av meteoritter.

*Datering av meteoritter.*

Det var opprinnelig antatt at meteorittene var rene prøver av den opprinnelige jordsubstans, og at de var dannet noenlunde samtidig med jorden. Forholdet viser seg imidlertid å være langt mere komplisert. I de siste 10 år har det pågått et hektisk studium av alle meteoritter som har kommet helskinnet ned til jordoverflaten. Ved bestemmelse av den absolutte alder har man gjort seg bruk av radioaktiv disintegrasjon av *uran til helium*, *uran til bly* eller *kalium til argon*. Blant disse har uran til bly den fordel at de ikke er gassisotoper. På den annen side er forurensning med opprinnelig bly mere sannsynlig enn forurensning med argon og helium. Ved å gjøre visse antagelser kan Fisher [2] korrigere for forurensningene ved følgende beregning:

Ved disintegrasjon dannes $Pb^{207}$ og $Pb^{206}$ fra henholdsvis $U^{235}$ og $U^{238}$. Det defineres følgende to størrelser:

$$R_1 = \frac{Pb_r^{206}}{Pb^{204}} + \frac{Pb_p^{206}}{Pb^{204}}$$

$$R_2 = \frac{Pb_r^{207}}{Pb^{204}} + \frac{Pb_p^{207}}{Pb^{204}}.$$

hvor r og p refererer seg til henholdsvis radiogent og primært uran. $Pb^{204}$ består bare av opprinnelig materiale. Dersom de målbare størrelser $R_1$ og $R_2$ er målt i to meteoritter (a og b), og dersom vi med Fisher [2] antar at

1) de to meteoritter er dannet samtidig
2) de har samme isotopisk sammensetning av opprinnelig bly,

altså $$\left[\frac{Pb_p^{206}}{Pb^{204}}\right]_a = \left[\frac{Pb_p^{206}}{Pb^{204}}\right]_b$$

$$\left[\frac{Pb_p^{207}}{Pb^{204}}\right]_a = \left[\frac{Pb_p^{207}}{Pb^{204}}\right]_b$$

får vi da følgende formel for å bestemme tiden:

$$\frac{R_{1a} - R_{1b}}{R_{2a} - R_{2b}} = \frac{1 - e^{-\lambda_1 t}}{\alpha(1 - e^{-\lambda_2 t})} \qquad (2)$$

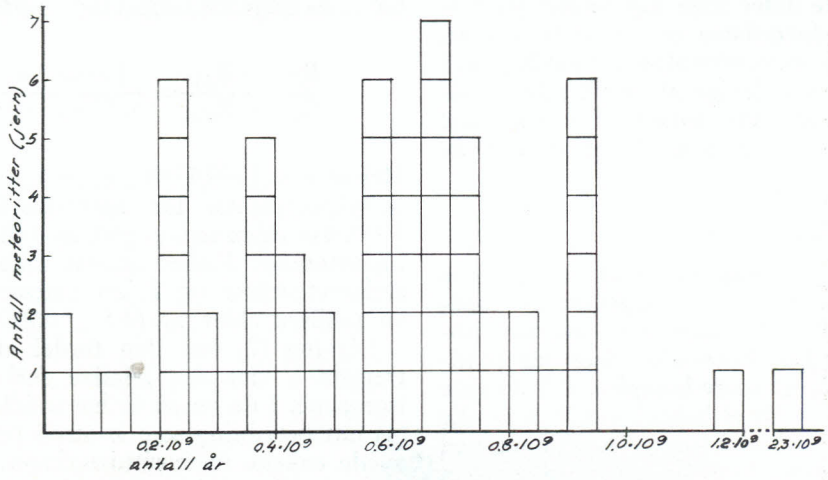
Her er $\alpha = U^{235}/U^{238}$, $\lambda_1$ og $\lambda_2$ er disintegrasjonskonstantene for henholdsvis $U^{235}$ og $U^{238}$. t er tiden som er gått med til å produsere blyisotopene. Fisher utførte målinger på 10 steinmeteoritter og 2 jernmeteoritter og fikk en midlere alder på $(4.5 \pm 0.2)10^9$ år.

Ligning (2) har den fordel at man bare trenger å vite det relative forhold mellom isotopene. I de senere år har imidlertid ligning (1) fått betydning som kontroll på riktigheten av de enkelte meteorittdateringer. I 1960 utførte G. W. Reed et al. [3] den første tilstrekkelig nøyaktige absoluttbestemmelse av uran ved en aktiveringsanalyse [$U^{238}(n, \beta)U^{239}$]. For steinmeteoritter så det ut til å være overensstemmelse mellom ligning (1) og (2). For jernmeteorittene fikk man imidlertid overraskelser. For en gruppe jernmeteoritter var innholdet av radiogent bly meget lite, mens det for en annen gruppe virket som om det hadde skjedd en anriking av de radiogene isotoper, og i samme grad for 9 meteoritter som ble undersøkt. Dette forhold fikk Starik et al. [4] til å anta at det ikke kunne være tilfelle at begge gruppene av meteoritter hørte til samme uran-bly system. Det måtte i alle tilfelle være to typer av jernmeteoritter som stammet fra hver sin modersubstans. Ettersom uran-bly metoden ikke førte frem når det gjaldt jernmeteorittene, fikk supplerende metoder ny aktualitet. Stonner og Zähringer [5] hadde allerede i 1958 funnet en alder på $(7–10) \times 10^9$ år for en rekke jernmeteoritter ved hjelp av kalium/argon metoden. Fisher utførte en datering med denne metoden på en enkel jernmeteoritt (Sikote Alin) og fikk en alder på $\geqq 6.3 \times 10^9$ år.

*Meteorittenes oppholdstid i rommet.*

Når meteorittene skal anvendes til å bestemme alder for hendelser innen vårt solsystem, er det meget viktig å vite om disse er dannet innefor vårt solsystem, eller om de er kommet utenfra. I denne sammenheng er det av stor betydning å få fastslått meteorittenes oppholdstid i rommet etter at de forlot sin modersubstans.

Allerede i 1948 gjorde den amerikanske astronom Bauer oppmerksom på at det fore-




*Oppholdstid i rommet (Voshage, 1967)*

gikk en kosmogen produksjon av helium i meteoritter. Den primære kosmiske stråling består i store trekk av 87 % protoner, 12 % α-partikler, 1 % kjerner med atomnummer større enn 2. For jernmeteorittene spiller disse 12 % α-partikler en underordnet rolle, og en kan regne med at bare protonene har betydning. Når en kosmisk partikkel treffer en jernkjerne, gir den i det minste noe av sin energi til et proton eller et nøytron. Ved støtprosessen produseres det π-meson med en midlere energi på 600 MeV, som forlater kjernen med en vinkelfordeling i bevegelsesretningen. De kjernenukleoner som blir truffet, støter mot andre nukleoner, og en får en nukleonkaskade i kjernen med energier på 25 til 500 MeV. Ved kjernefordampningsprosessen stiger kjernetemperaturen så høyt at bruddstykker av kjernen faller av. Denne prosessen kalles spallasjon.

I meteorittene er det påvist følgende stoffer som skyldes spallasjon:
D, T, $He^3$, $He^4$, $Ne^{20}$, $Ne^{21}$, $Ne^{22}$, $Ar^{36}$, $Ar^{38}$, $Ar^{39}$, $Be^{10}$, $Al^{26}$, $Co^{60}$, $K^{39}$, $K^{40}$, $K^{41}$.
Ved å anta at intensiteten av den kosmiske stråling har vært konstant, kan man på grunnlag av de produserte isotoper beregne tiden som har gått siden meteoritten forlot en eventuell modersubstans. Dersom meteorittene tidligere har hørt til et større legeme, ville de sannsynligvis ha vært skjermet fra den kosmiske stråling. Ved fall inn i jordens atmosfære blir meteorittene videre avskåret fra videre bestråling. Det er flere isotoper som kan benyttes ved bestemmelsen av oppholdstiden for meteorittene, men Gentner og Zähringer [6] har påvist fordelene med å benytte seg av kaliumisotopene. Disse medførte ikke så store usikkerhetsmomenter som de gassformede isotoper. Et betydelig dateringsarbeid med kaliumisotoper er også i de senere år utført av Voshage og Hinterberger [7].

Av kaliumisotopene er $K^{41}$ og $K^{39}$ stabil, mens $K^{40}$ er radioaktiv med en halveringstid på $1.28 \times 10^9$ år. Ved bestråling vokser mengden av den siste langsommere enn $K^{39}$ og $K^{41}$ p. g. a. disintegrasjon. Ved en fordampnings- og anrikingsprosess (jonisering og oppsamling på en tråd), og ved videre massespektrometrisk bestemmelse, var det mulig å bestemme kaliummengder på $10^{-9}$ gram pr. gram meteoritt. En aldersbestemmelse kan gjennomføres ved kjennskap til forholdet mellom de kosmogent produserte kaliummengder (atomer) $K_k{}^{41}/K_k{}^{40}$ og dessuten forholdet mellom produksjonsratene $P_{41}/P_{40}$. Vi får da følgende beregning:

$$K_k{}^{40} = \frac{P_{40}}{\lambda_{40}}(1 - e^{-\lambda_{40}t})$$

$$K_k{}^{41} = P_{41}t$$

$$K_k{}^{41}/K_k{}^{40} = \frac{\lambda_{40}t}{1 - e^{-\lambda_{40}t}}$$

Nå er problemet ikke fullt så enkelt. En må regne med at en har et primært innhold av både $K^{41}$ og $K^{39}$, altså:

$$K^{39} = K_k{}^{39} + K_p{}^{39}$$

$$K^{40} = K_k{}^{40}$$

$$K^{41} = K_k{}^{41} + K_p{}^{41}$$

Antar vi at $K_p^{41}/K_p^{39} = a$ ($a = 6.91/93.08$) er det samme i meteorittene som på jorden, og innfører vi virkningstverrsnittene ($\sigma$) for produksjonen av kaliumisotopene i prøven istedet for produksjonsraten (P), får vi følgende formel til bestemmelse av oppholdstiden:

$$\frac{\lambda_{40}t}{1 - e^{-\lambda_{40}t}} =$$

$$(K^{41}/K^{40} - aK^{39}/K^{40})/(\sigma_{41}/\sigma_{40} - a\sigma_{39}/\sigma_{40})$$

Voshage har utført målinger på oppholdstiden for ialt 60 meteoritter som er fremstilt i et diagram. Ca. 50 % av alle jernmeteoritter ser ut til å være produsert ved 3 episoder for henholdsvis 400, 600 og 700 millioner år siden. Jernmeteorittenes modersubstanser må ha vært homogen i struktur og kjemisk sammensetning. Voshage mener at jernmeteorittene må stamme fra asteroider i verdensrommet og at de er løsrevet ved kollisjoner som har inntruffet.

Når det gjelder steinmeteorittene er oppholdstiden vanligvis mindre enn 100 millioner år. Voshage peker på at det er visse trekk ved overflaten til disse meteoritter som tyder på at de hovedsakelig stammer fra Månen og Mars. Den relativt korte oppholdstid som disse meteoritter har i rommet er også en støtte for denne antagelse. Meteorittene kan være slengt ut i verdensrommet ved sammenstøt med andre himmellegemer. Muligheten for slike tilfeller er tilstede i løpet av så lange tidsrom det her gjelder.

Som det fremgår av denne utredning, finnes det en stor spredning i alder av prøver fra jordoverflaten til de eldste jernmeteoritter. Muligheter for feilkilder og uholdbare antagelser vil kanskje bety at de resultater som hittil er oppnådd vil bli noe modifisert i fremtiden. På tross av dette må en innrømme at det er et imponerende arbeide som hittil er utført. Det man med meget stor sikkerhet nå vet kan oppsummeres i det følgende: Jordkappens størkning fant sted for ca. 2.8 milliarder år siden. Steinmeteorittene angir en minimumsalder på 4.5 milliarder år for jordklodens sammentrekning. Jernmeteorittene med en alder på 7–10 milliarder år antyder at jorden kan være betydelig eldre enn den funne minimumsalder. Aldersbestemmelsene ved hjelp av isotoper er i overensstemmelse med astrofysiske beregninger innenfor vårt solsystem og slår fast at de viktigste hendelser har funnet sted innen et tidsrom fra 4.5 til 10 milliarder år siden.

REFERANSER:


[1] *Hurley, Patrick,M.:* How old is the Earth (På dansk ved Ragnhild Bondorf), Gyldendals Kvantebøker, 1962.
[2] *Fisher, David E.:* Radioactive Dating, I.A.E.A., Vienna, 1963.
[3] *Reed, G. W., et al.:* Geochim. et Cosmochim. Acta 20, 1960.
[4] *Starik, I. E., et al.:* Sov. Phys. (Doklady) 134, 1960.
[5] *Stonner, R. W.* and *Zähringer, J.:* Geochim. et Cosmochim., Acta 15, 1958.
[6] *Gentner, W., Zähringer, J.:* Z. Naturf., 1955.
[7] *Voshage, H.:* Radioactive Dating and Methods of Low-Level Counting, I.A.E.A., Vienna, 1967.


# Bøker

*L. Allen* and *D. G. C. Jones:* «Principles of Gas Lasers», London, Butterworths, 1967, 158 pp., 48 s.

Utviklingen innen laser-forskningen har etter hvert spaltet seg opp i flere separate grener, som selv om de har mye til felles adskiller seg både teknologisk og spektroskopisk. De ulike klasser av laser-materialer (gasser, væsker, krystaller og halvleder) danner her en naturlig inndeling. Forfatterne har tatt konsekvensen av dette, og derved gitt en langt mer tilfredsstillende presentasjon av gasslasere enn man møter i bøker som omtaler lasere under ett.

Opplegget er for så vidt tradisjonelt. Etter en kort introduksjon følger i tur og orden en beskrivelse av optiske resonatorer, vekselvirkningen mellom stråling og materie, eksitasjonsmekanismer, He-Ne laseren, ione- og molekylærlasere, koherens og anvendelser. Boken fremhever seg ved sin klare og beherskede stil, — ganske tett med informasjon uten at dette virker påtrengende, og med en behagelig bruk av matematikk og figurer. Fremstillingen virker selvstendig og uttømmende og støttes av hyppige referanser til originalarbeider. Særlig merker man seg den semiklassiske, selvkonsistente feltteorien som Lamb først benyttet til en inngående studie av gasslasere. He-Ne laseren er også gitt en detaljert behandling. Avsnittet om koherens er instruktivt, men den kvantemekaniske delen burde enten vært sløyfet eller tatt opp til nærmere diskusjon. Det i disse forbindelser obligate kapitel om anvendelser vil neppe sette spor etter seg, men forøvrig er boken bemerkelsesverdig. Den kan i det hele tatt anbefales.

*Svein Otto Olsen.*

# Fargepersepsjon, lineær fargemetrikk og perseptiv fargesystematikk

*Arne Valberg*

*Innledning.*

Den observerte farge er gjennom kontrast betinget av omgivelsenes fargesammensetning. Da lyse og mørke omgivelser påvirker fargene på vesensforskjellig vis, er det hensiktsmessig å behandle disse to synssituasjonene atskilt. Ved å gjennomføre et slikt skille i den lineære metrikk er det mulig å korrelere lineære størrelser med de viktigste perseptive attributtene i begge situasjonene*.

Vi skal i det følgende gå nærmere inn på disse sammenhengene som også synes å omfatte noen nyere fysiologiske funn. Etter å ha vist til en fundamental forskjell i fargeinntrykkene under fysikerens tradisjonelle eksperimentelle situasjon og den daglige erfaringssituasjonen, skal vi hovedsakelig beskjeftige oss med visse fysikalske og perseptive aspekter ved den siste. Uten å komme inn på den aktuelle diskusjonen om antallet og kvaliteten av de signifikante perseptive attributtene og deres geometriske avbildning, vil vi for den perseptive fargesystematikkens vedkommende bare betrakte de egenskapene som karakteriserer de etablerte delvis perseptive Ostwald-, Din- (begge Tyskland) og Munsell (USA)-systemene.

*Synssituasjon og persipert farge.*

I det en kan kalle en naturlig synssituasjon blir øyet til stadighet presentert for et synsfelt sammensatt av elementer med forskjellig lyshet, farge og form. Denne synssituasjonen er vesensforskjellig fra den Newton og den klassiske fysikk benyttet i optiske eksperimenter: iakttagelse av lys- og fargefenomenene på en skjerm i mørke omgivelser. Foruten å være en forutsetning for teoriene om lysets sammensetning og natur, er den siste observasjonsmetoden også opphav til en todimensjonal ordning av fargeinntrykkene svarende til Newtons fargesirkel. I fysiologiske studier av øyets reaksjon på lys har en lignende forsøksanordning vært fremtredende helt fra Helmholtz' dager (såkalt «Maxwellian view» i et okular). Den skarpe iakttager Leonardo da Vinci reflekterte derimot over de enkleste fargene i naturen under den naturlige synssituasjonen og kom til at de er kvitt, gult, grønt, blått, rødt og svart. Senere forfektet fysiologen E. Hering det samme standpunkt i sin opponentfargeteori. En skjematisk ordning av disse seks kvalitative primærfargene, eller unike farger som de også kalles, og deres overganger kan bare skje i det tredimensjonale rom. En kan f. eks. tenke seg dem plassert i hvert sitt hjørne av et oktaeder med opponentfargene blått-gult, rødt-grønt og kvitt-svart plassert ovenfor hverandre.

Newtons fargesirkel og «Leonardos oktaeder» representerer to kvalitativt forskjellige fargegrupper. Karakteristisk for arealer som avgrenses av mørke omgivelser er at svart ikke inngår som en komponent i det visuelle inntrykk. Dette er en egenskap slike arealer har til felles med lyskilder og de fleste fluorescensfarger. En betingelse for å se grått, svart, brunt, oliven og andre farger med en svartkomponent, er at de fargede objektene befinner seg i omgivelser med lysere farger. Den populære oppfatningen at svart er «fravær av lys» er bare riktig under visse betingelser. Et hull i en tillukket boks med kvit ytteflate ser adskillig dypere svart ut og er av en annen kvalitet enn det ubestemte mørke en ser ved fullstendig fravær av lys. Svart er en positiv perseptiv kvalitet. Denne påstanden kan selvfølgelig bare etterprøves av det seende menneske og er derfor uavhengig av påvise-

* Fargemåling basert på lovene for additiv fargeblanding hører inn under den lineære fargemetrikk (E. Schrödinger: niedere Farbementrik). Til fargemetrikkens mest aktuelle problemer hører bl. a. korrelasjonen av fargenes kvalitative attributter med deres lineære måletall og konstruksjonen av et visuelt fargerom hvor et bestemt linjeelement representerer like store diskriminasjonsintervaller. Delvis med utgangspunkt i teoretiske modeller av de fysiologiske mekanismene, og ikke-lineære transformasjoner av de lineære størrelsene prøver en å skape forbindelsen til de eksperimentelle data over fargediskriminasjon og karakteristiske perseptive egenskaper (E. Schrödinger: höhere Farbenmetrik). Logaritmiske funksjoner og visse potensfunksjoner har vist seg spesielt egnet til å etablere en slik kvantitativ sammenheng.

Cand. real. Arne Valberg er for tiden ansatt ved Laboratorium for Farbenmetrik, Physikaliches Institut der Universität Basel.

lige fysiologiske mekanismer. Men biofysikeren og nobelprisvinneren (1967) H. K. Hartline (USA) kunne allerede i 1938 påvise at spesielle nervefibre i retina til frosker bare gir respons hver gang en lysstimulering opphører (f. eks. når bildet av en kvit/svart kontrastgrense beveger seg over fibrenes reseptive område i retina). Denne effekten må sannsynligvis tilskrives kompliserte forbindelser mellom reseptorene og de optiske nervefibrene.

Kjemikeren Wilhelm Ostwald kalte de fargene som blir sett i mørke omgivelser for ubetingede («unbezogen») og de objektfargene vi ser rundt oss til daglig i stadig vekslende relasjoner for betingede («bezogen»). Med objektfarger menes her farger som skyldes refleksjon eller transmisjon av det innfallende lys. Laboratorieeksperimenter har vist at utseendet til en betinget farge ikke er avhengig av den absolutte intensiteten av lyset som reflekteres fra et objekt, men av forholdet mellom objektets og omgivelsenes lysintensiteter. Er dette forholdet konstant, så har objektet samme farge innenfor vide grenser av belysningsnivå. På den andre siden har enhver betinget ikke-fluorescerende pigmentfarge en spesifikk luminans (lystetthet) for hvilken fargeinntrykket er sterkest og renest. Blått har for eksempel en mindre spesifikk luminans enn gult (se fig. 4b).

*Ubetingede farger.*

Prinsippene for additiv fargeblanding ble første gang eksplisitt formulert av matematikeren H. Grassmann i 1835. Disse prinsippene som ofte går under navnet Grassmanns lover, omfatter fargerepresentasjonens dimensjon, kontinuiteten av fargeserier og fargenes autonome visuelle karakter. I 1920 påviste E. Schrödinger at Grassmanns formuleringer, som i mellomtiden var blitt eksperimentelt verifisert av Helmholz, Maxwell, König og andre, gjør det mulig å beskrive farger i et tredimensjonalt vektorrom. Enhver farge kan representeres av en vektor. Med et passende valg av de tre grunnvektorene og enheter, gir en vektors retning fra origo relativt til grunnvektorene informasjon om fargetone og metning. Vektorenes lengde er et mål for mengden av fargen. Hvis vi gir en enhet symbolet (F), så kan en farge F(F) entydig tilskrives et punkt i rommet ved hjelp av vektorligningen

$$(1) \qquad F(F) = X(X) + Y(Y) + Z(Z)$$

hvor tristimulusverdiene X, Y og Z angir antallet enheter av for eksempel en rød, en grønn og en blå grunnfarge. Enhetene for grunnvektorene (X), (Y) og (Z) velges vanligvis slik at en definert kvit farge har $X = Y = Z$. Lengdeenheten for hver vektor som utgår fra origo kan fastsettes som lengden av vektoren med vektorspiss som faller i planet $X + Y + Z = 1$ (se fig. 1). Mengden F er dermed: $F = X + Y + Z$. I alminnelighet er ikke lengden av en vektor lik denne koordinatsummen. En bør også være oppmerksom på at mengdeforhold i denne generelle framstillingen, hvor vi bl. a. ikke har spesifisert valget av grunnfarger, ikke har noen sammenheng med lyshetsforholdet av de samme fargene. Enhetsligningen

$$(2) \qquad (F) = x(X) + y(Y) + z(Z)$$

fremkommer ved å dividere ligning (1) med $F = X + Y + Z$.

Koeffisientene $x = X/F$, $y = Y/F$ og $z = Z/F$ lyder ligningen

$$(3) \qquad x + y + z = 1$$

og gjør det mulig å representere fargearten som et punkt i et plan, det såkalte kromatiske diagram.

Fig. 1 viser skjematisk (XYZ)-vektorrom-

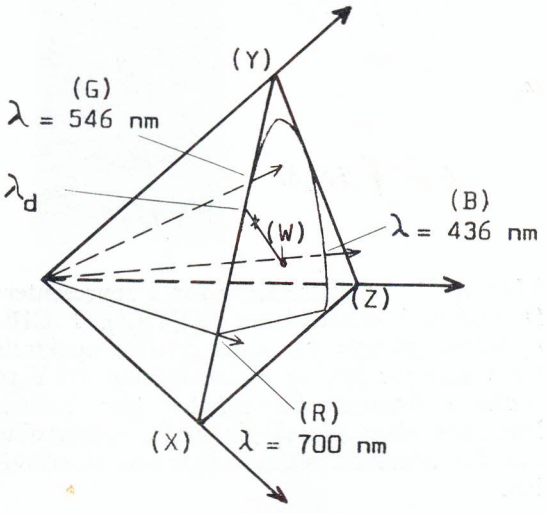



Fig. 1. Skjematisk representasjon av (XYZ)-fargerommet til det internasjonale CIE-systemet. (R), (G) og (B) er reelle spektralfarger. (X), (Y) og (Z) er CIE-systemets virtuelle grunnfarger som i figuren definerer enhetsplanet $X + Y + Z = 1$.

met til Commission Internationale de l'Eclairage (CIE) fargesystemet. Fargearten til spektralfargene er inntegnet i enhetsplanet $X + Y + Z = 1$ ($X = x$, $Y = y$, $Z = z$) som i figuren begrenses av egenvektorene (X), (Y) og (Z). I trekanten (X)(Y)(Z) kan en representere fargene på lignende måte som i Newtons fargesirkel.

De såkalte Helmholtzkoordinatene $p_c$ (purity) og $\lambda_d$ danner lineære korrelater til de visuelle egenskapene metning og fargetone. Da en farge (F) kan frembringes ved å addere en spektralfarge med luminans $Y_\lambda$ med kvitt lys av luminans $Y_w$, er metningen gitt som $p_c = Y_\lambda/(Y_\lambda + Y_w)$. Den dominante bølgelengden $\lambda_d$ er skjæringspunktet mellom spektralkurven og forlengelsen av den rette linjen som i enhetsplanet går fra kvitpunktet til punktet som representerer fargearten. For purpurfarger benyttes den kompensative bølgelengden $\lambda_c$.

Den eksperimentelle bestemmelsen av mengdene $\bar{x}_\lambda$, $\bar{y}_\lambda$ og $\bar{z}_\lambda$ av grunnfargene (X), (Y) og (Z) som for en «standardobservatør» tilfredsstiller lign. (1) for enhver bølgelengde i likeenergispekteret (relativ spektral energifordeling $S_\lambda$ = konst.), muliggjør beregningen av de relative spektrale tristimulansverdiene X, Y og Z til et lys med gitt $S_\lambda$ i spekterets synlige område (380 nm–780 nm):

$$X = \int_{380}^{780} \bar{x}_\lambda S_\lambda d\lambda \qquad Y = \int_{380}^{780} \bar{y}_\lambda S_\lambda d\lambda$$

$$Z = \int_{380}^{780} \bar{z}_\lambda S_\lambda d\lambda \tag{4}$$

Ligning (4) er tilstrekkelig for å representere fargearten i enhetsplanet (X)(Y)(Z). I CIE-systemet gjengir $\bar{y}_\lambda$ øyets relative spektrale følsomhet for lys, og en normering av Y til ønskede fotometriske enheter (for lysflux, luminans eller andre) gir derfor opplysning om den absolutte lysintensiteten av et stimulus.

*Betingede farger, objektfarger.*

Det vektorrommet som beskrives av lign. (4) er teoretisk sett uendelig i utstrekning. Ved å definere luminansfaktoren til en ideell kvit, diffust reflekterende flate som $Y_w = 1$, uavhengig av dens absolutte luminans, kan vektorrommet for objektfarger begrenses til et endelig legeme. For ugjennomsiktige eller transparente objekter med spektral luminansfaktor $\beta_\lambda$ blir de nye CIE-koordinatene:

$$X = \int_{380}^{780} \bar{x}_\lambda S_\lambda \beta_\lambda d\lambda \Big/ \int_{380}^{780} \bar{y}_\lambda S_\lambda d\lambda$$

$$Y = \int_{380}^{780} \bar{y}_\lambda S_\lambda \beta_\lambda d\lambda \Big/ \int_{380}^{780} \bar{y}_\lambda S_\lambda d\lambda \tag{5}$$

$$Z = \int_{380}^{780} \bar{z}_\lambda S_\lambda \beta_\lambda d\lambda \Big/ \int_{380}^{780} \bar{y}_\lambda S_\lambda d\lambda$$

Disse tre måletallene karakteriserer en objektfarge fullstendig og er for mange tekniske anvendelser likeverdig med et hvilket som helst annet fullstendig sett av objektive måletall. Fargenes rene perseptive egenskaper kan derimot ikke gis en enkel geometrisk representasjon ved hjelp av X, Y og Z i lign. (5).

*Ostwalds representasjon av objektfargene.*

Ostwald sto i sterk opposisjon til Helmholtztradisjonens konsentrasjon om de ubetingede fargene og utviklet et analytisk system for betingede farger. Etter hans syn kan alle objektfarger rent visuelt dekomponeres til proporsjoner av svart, kvitt og kromatisk farge. De tilsvarende analytiske størrelsene s, w og v karakteriserer fargen i ligningen

$$s(S) + w(W) + v(V) = (F), \text{ hvor } s + w + v = 1. \tag{6}$$

Objektfargen (F) kan lett anskueliggjøres ved hjelp av tre tilgrensende sektorer på en roterende skive (ca. 30 p/s) hvor sektorenes gradtall er proporsjonale med s, w og v. Geometrisk kan fargen (F) avbildes i en «analytisk trekant» som vist i fig. 2. Med fargetonene av (V) ordnet på en sirkel, fikk Ostwalds objektfargelegeme formen av en dobbeltkjegle.

Ostwalds referansefarge (V), den såkalte fullfarge, er en idealisert objektfarge med en

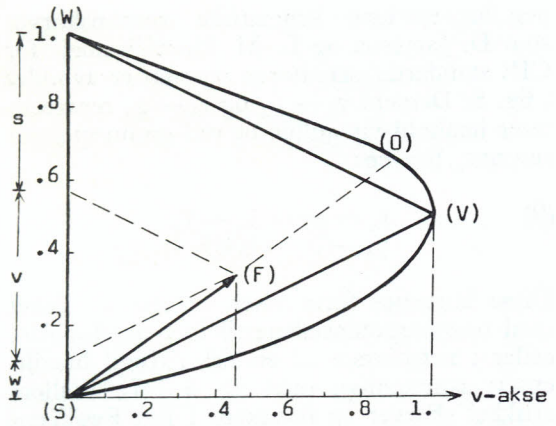



Fig. 2. Ostwaldkoordinatene i den «analytiske trekant». Farger med konstant metning, t = v/(v + w), ligger på linjer som utgår fra (S). Tiltagende metning for økende vinkel med den akromatiske (W)(S)-aksen. Farger med konstant fullfargeandel v ligger på paralleller til (W)(S)-aksen. Schrödingers optimalfarger ligger på en kurve som omslutter trekanten.

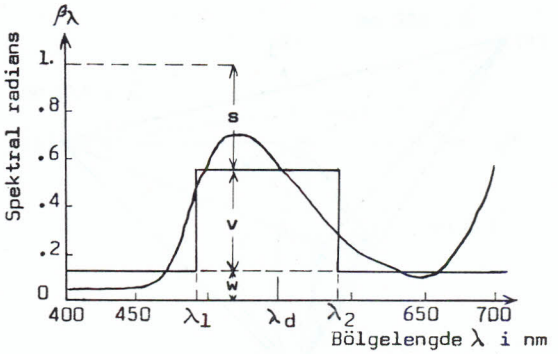



Fig. 3. To spektrale radianskurver for den grønne fargen (F) i fig. 2 (metamere farger) og den tilsvarende Ostwald-representasjonen. s, w og v er andeler av svart, kvitt og fullfarge. $\lambda_1$ og $\lambda_2$ er to komplementære bølgelengder som definerer fullfargen.

spektral radianskurve med sprang fra 0 til 1 ved enten to komplementære bølgelengder, eller en bølgelengde som ikke har noen komplementær i det synlige spektrum, Enhver fargetone kan tilskrives en fullfarge med denne egenskapen. Schrødinger generaliserte i 1920 Ostwalds forestilling om fullfargene og påviste at alle farger med ett eller to sprangsteder fra 0 til 1 i det synlige området av den spektrale radianskurven har maksimal luminansfaktor for en gitt metning og fargetone. Av denne grunn kalte R. Luther alle disse fargene for optimalfarger. Forbindelsen mellom spektral radianskurve og Ostwald-koordinatene er vist i fig. 3. Overgangen til et visuelt fargerom med parametrene svart-, kvit- og fullfargeandel er i Ostwalds fargeatlas basert på Weber-Fechners lov som gir en logaritmisk sammenheng mellom lineære og perseptive like store avstander.

*Luther-Nyberg objektfargelegemet.*

Dette systemet, utviklet uavhengig av R. Luther og N. D. Nyberg i 1927–28, innehar en særstilling i fargelæren da det på en enkel måte forener en rekke prinsipper som en lang og heftig polemikk har gitt inntrykk av er uforenelige. Dette gjelder forholdet mellom den moderne formen av E. Herings opponentfargeteori og Young-Helmholtz' trekomponentteori; videre gjelder det også sammenhengen mellom Ostwald- og CIE-koordinatene. Luther-Nyberg-systemets lineære transformasjon av CIE-koordinatene fører også til at forholdet mellom de lineære koordinatene og de visuelle attributtene metning, fargestyrke eller renhet, lyshet og relativlyshet, andeler av svart, kvitt og kromatisk farge, slik de kommer til uttrykk i Din-, Munsell- og Ostwald-systemene, trer tydeligere fram.

I dette objektfargelegemet velges vanligvis momentene $M_1$, $M_2$ og luminansfaktoren Y som de primære koordinatene. Etter forkorting av den ene aksen med faktoren 0.4 er momentene:

$$(7)\quad \begin{aligned} M_1 &= (X + Y + Z)q_1 = Fq_1 \\ M_2 &= 0.4(X + Y + Z)q_2 = 0.4Fq_2 \end{aligned}$$

Med et spesielt valg av aksene $q_1$ og $q_2$ nevnt nedefor antar lign. (7) den enkle formen:

$$(8)\quad \begin{aligned} M_1 &= X - Y \\ M_2 &= 0.4(Y - Z) \end{aligned}$$

Formen (8) fremkommer ved at lengdene $q_1$ og $q_2$ måles langs to akser $q_1$ og $q_2$ som går gjennom hjørnene (X) og (Z) i CIE-diagrammet og krysser hverandre i kvitpunktet (fig. 4a). Mengden $F = X + Y + Z$ representerer her fargens «vekt». Valget av de to aksenes retninger medfører foruten forenklingen av lign. (7) også at de tilnærmet svarer til retningene av de to unike opponentfargepar rødt-grønt og gult-blått i enhetsplanet. $M_1$ kan med best tilnærmelse betraktes som et rødt- eller grøntmoment og $M_2$ med svakere tilnærmelse som et gult- eller blåttmoment avhengig av fortegnet. Overflaten av Luther-Nyberg legemet representerer alle optimalfarger, og det er derfor også kalt optimalfarge-

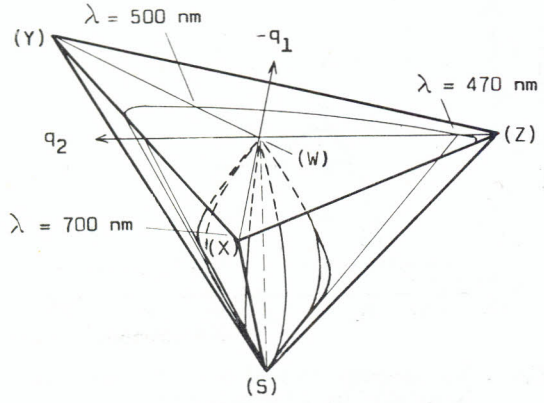



Fig. 4a. Forholdet mellom Luther-Nyberg objektfargelegemet og enhetsplanet. (Grunnfargene (X), (Y) og (Z) er ikke identiske med CIE-systemets grunnfarger.)

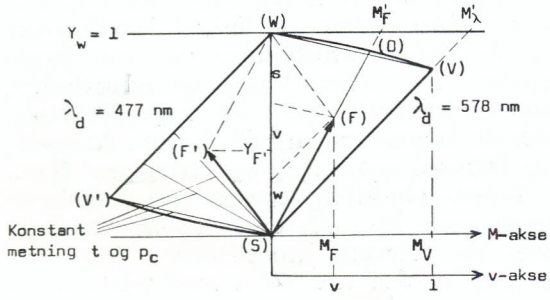



Fig. 4b. Et snitt langs den akromatiske aksen i Luther-Nyberg fargelegemet. (F) og (F'), (V) og (V') er komplementærfarger som ved addisjon gir standard kvitt (W). $p_c = (M_F/Y_F)/(M_\lambda/Y_\lambda) = M_F'/M_\lambda'$ hvor M' er moment pr. luminansenhet.

legemet. Fig. 4a viser forholdet mellom objektfargelegemet og enhetsplanet når man i stedet for luminansfaktoren Y benytter mengden F som ordinat. Fig. 4b viser et snitt gjennom legemet med koordinatene $M = (M_1^2 + M_2^2)^{1/2}$ og Y.

En vesentlig forskjell fra Ostwalds analytiske diagram er at fullfargene (V) i dette systemet ikke lenger ligger på en sirkel, men har ordinater i samsvar med deres spesifikke luminanser. Sammenhengen mellom s, w, v og koordinatene M og Y kan utledes fra fig. 4b. Lign. (8) muliggjør overgangen til CIE-koordinatene i lign. (5).

*Luther-Nyberg fargelegemet og perseptiv fargesystematikk.*

Det er interessant å legge merke til at lign. (8) anvendt på de spektrale tristimulusverdiene $\bar{x}_\lambda$, $\bar{y}_\lambda$ og $\bar{z}_\lambda$ er identiske med oppo-

nentfargeteoriens kromatiske responskurver som D. Jameson og L. M. Hurvich angir for CIE standardobservatøren og som er avbildet i fig. 5. Dersom $y_\lambda - b_\lambda$ og $r_\lambda - g_\lambda$ representerer henholdsvis gulblå og rød-grønn spektral respons, har en:

$$(9) \qquad \begin{aligned} r_\lambda - g_\lambda &= \bar{x}_\lambda - \bar{y}_\lambda \\ y_\lambda - b_\lambda &= 0.4(\bar{y}_\lambda - \bar{z}_\lambda) \end{aligned}$$

Disse kurvenes form viser en slående likhet med reseptorpotensialene til to typer bipolare celler i netthinnen til en fisk (Mugil braziliensis; sammenlign med fig. 4 i L. Walløes artikkel «Farver og farvesyn» i Fra Fysikkens Verden 2, 29, 1967). Et studium av Munsell-, Din- og Ostwaldsystemene viser at funksjonene i lign. (8) og (9) også spiller en vesentlig rolle for korrelasjonen mellom lineære og perseptive størrelser.

Munsell-systemet ordner fargene symmetrisk om den akromatiske aksen etter de tre egenskapene fargetone H, «chroma» C og lyshet V i sylinderkoordinater. H, C og V representerer henholdsvis $\varphi$, $\varrho$ og z. I Munsell Renotation-systemet er «chroma» definert som «.. den egenskap ved visuell sansning som gjør det mulig å bedømme mengden av kromatisk farge til stede uavhengig av mengden av akromatisk farge». «Chroma» kan derfor oversettes med kromatisk fargestyrke eller renhet. A. H. Munsell baserte opprinnelig chromadefinisjonen på additive blandinger med roterende fargeskiver, noe som fører til at «chroma» kan beskrives av ligningen

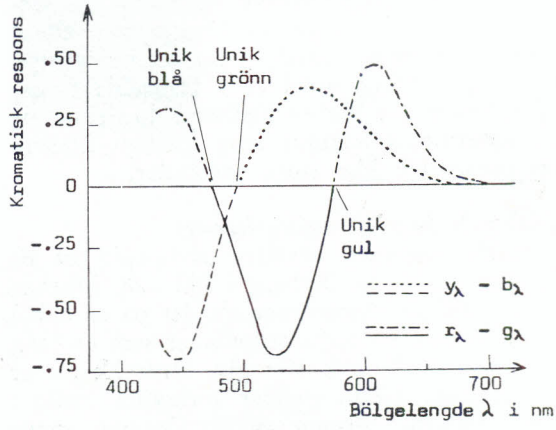



Fig. 5. Kromatiske responsfunksjoner for CIE standardobservatøren i samsvar med Jameson og Hurvich' versjon av opponentfargeteorien. Lign. (9) gir sammenhengen med CIE-systemets spektrale tristimulusverdier.

$C = a_\lambda(M/Y)V = b_\lambda p_c V$, hvor $V = 10Y^{\frac{1}{2}}$ inndeler gråskalaen i like store intervaller. M og Y er henholdsvis moment og luminansfaktor, mens $a_\lambda$ og $b_\lambda = a_\lambda(Y_\lambda/M_\lambda)$ er proporsjonalitetsfaktorer som kan bestemmes empirisk for enhver dominant- eller kompensativ bølgelengde. I følge nyere studier synes denne enkle ligningen og den ovenfor siterte definisjonen å gi god overensstemmelse når fargene ses mot en kvit bakgrunn.

Det følger av ligningen at i et plan med konstant $\lambda_d$ i Luther-Nyberg legemet (fig. 4b) er «chroma» representert av parabler med toppunkt i (S) og med den akromatiske aksen som symmetriakse. For konstant lyshet V er altså «chroma» proporsjonal med momentet M eller Ostwaldkoeffisienten v. Videre er konstant metning gitt ved at $p_c$ eller M/Y er konstant, noe som i Munsell-systemet svarer til at forholdet C/V er konstant. Konstant fargetone for avtagende metning danner i CIE-diagrammet svakt krummede linjer og korrelerer tilnærmet med den dominante- eller kompensative bølgelengden.

Det tyske normsystemet Din benytter karakteristikken dominant bølgelengde, metning og «Dunkelstufe» i kulekoordinater ($\varphi$, $\vartheta$, r). En serie farger med samme metning kjennetegnes ved at det lineære forholdet $t = v/(v+w)$ er konstant. En slik serie fra lyse farger til svart representerer en såkalt skyggeserie. «Dunkelstufe» er en logaritmisk funksjon av relativlysheten $A = Y/Y_O$, hvor $Y_O$ er luminansfaktoren til optimalfargen med samme fargeart (samme metning og dominerende bølgelengde) som den gjeldende farge (fig. 2 og fig. 4b). «Dunkelstufe» korresponderer således med Ostwald-koeffisienten s, og alle optimalfarger fra kvitt til fullfarge har «Dunkelstufe» O.

Det er å vente at de omfattende studiene som er i gang i Sverige i forbindelse med utarbeidelsen av et fargeatlas etter «Det naturlige fargesystemet» (basert på arbeider av E. Hering, T. Johansson, S. Hesselgren og videreført ved Svenskt Fargcentrum) vil bidra med verdifulle opplysninger om muligheten for en syntese av de ovenfor nevnte systemene og deres parametere på ren perseptiv basis.

*Slutning.*

Som vi har sett befatter perseptive fargesystemer seg med en systematisk ordning av betingede farger, og de korresponderende lineære størrelsene er følgelig å søke i de lineære objektfargesystemene. CIE-koordinatene er ikke slike velegnede parametre, mens den enkle lineære transformasjonen som fremstiller Luther-Nyberg legemet har vist seg særdeles fruktbar.

Begrepene «ubetingede-» og «betingede farger» ble innført i CIE's vokabular så sent som i 1967. Nødvendigheten av disse to begrepene er ikke bare betinget av kravene til en adekvat fysikalsk ordning av fargene, men også i sterk grad av erkjennelsen av omgivelsenes innvirkning på den observerte farge. Denne erkjennelsen turde være vesentlig såvel for bestrebelsene med å skape eventydig fargenomenklatur som for den videre utforskning av fargesynets fysiologi og psykologi.

Litteratur:


*Schrödinger, E.:* «Grundlinine einer Theorie der Farbenmetrik im Tagessehen». Ann. Physik (IV) 63, 397 og 481, 1920.

*Schrödinger, E.:* «Theorie der Pigmente von grösster Leuchtkraft». Ann. Physik 62, 603, 1920.

*Ostwald, W.:* «Physikalische Farbenlehre». Leipzig 1919, forlag Unesma.

*Luther, R.:* «Aus dem Gebiet der Farbreizmetrik». Z. techn. Physik 8, 540, 1927.

*Hurvich, L. M.* og *Jameson, D.:* «Some Quantitative Aspects of an Opponent-Colors Theory» J. Opt. Soc. Am. 45, 546 og 602, 1955.

*Miescher, K.* og medarbeidere: «Ueber das natürliche Farbsystem». Die Farbe 10, 115, 1961.


Innføring i fargelæren:


*Bouma, P. J.:* «Physical Aspects of Colour». Philips, Eindhoven, 1951.

*Judd, D. B.* og *Wyszecki, G.:* «Colour in Business, Science and Industry». New York and London, Wiely & Sons, Inc. 1963.

# Robert Andrews Millikan

## 1868-1953

*K. J. Knutsen*

Den amerikanske fysikeren R. A. Millikan er vel kjent av de fleste på grunn av sine oljedråpeforsøk til måling av elektronets ladning. Men skal man tro Aschehougs konversasjonsleksikon, var det imidlertid Millikans eksperimentelle bevis for at Einsteins formel for den fotoelektriske effekt var riktig, som ga han Nobel-prisen i 1923.

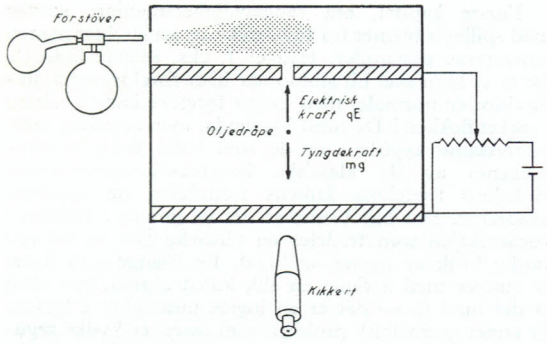
Hertz var den første som oppdaget at lys hadde innvirkning på elektriske utladninger mellom metallelektroder. Hallwachs som fikk i oppdrag å undersøke dette nærmere, fant at de belyste metallene sendte ut negativ elektrisitet. Alkalimetallene var følsomme for synlig lys, mens de andre metallene måtte belyses med ultrafiolett lys for å sende ut elektroner. Dette fenomenet fikk navnet fotoelektrisk effekt, lyselektrisk effekt eller Hallwachs-effekt. En annen av Hertz's assistenter, Lenard, fant at jo mere kortbølget lyset var desto større hastighet hadde de utsendte elektronene. Men man var enda ikke kommet så langt at det virkelig var noen eksperimentell støtte for Einstein da han stilte opp sin berømte formel for den fotoelektriske effekt.

Omkring 1907 begynte Millikan å undersøke den fotoelektriske effekt. Han plasserte alkalimetaller i et evakuert glassrør, og belyste dem med monokromatisk lys. For å holde overflaten blank, ble den skrapet med en kniv som ved en sindrig anordning ble beveget ved hjelp av en elektromagnet. Millikan målte energien til de elektronene som ble sendt ut ved å gi overflaten et positivt potensial slik at elektronene akkurat ble hindret fra å forlate metallet. Eksperimentene stemte godt med Einsteins formel, og Plancks konstant ble bestemt til $h = 6{,}624 \cdot 10^{-34}$Js. Arbeidene med den fotoelektriske effekt ble først avsluttet i 1916.

Men tilbake til bestemmelsen av elektronets ladning. Dette arbeidet ble påbegynt av Millikan omkring 1906, og det er sannsynlig at det var J. J. Thomsons arbeider med å bestemme e/m som inspirerte ham til å ta opp dette arbeidet. Bestemmelse av et enkelt atoms masse m var umulig, og Thomson forsøkte da å bestemme ionets ladning e. Det syntes også umulig å bestemme for et enkelt ion. Han forsøkte da å måle den totale ladning for et stort antall ioner. Dette problemet greidde han å løse på en meget tilfredsstillende måte. C. T. R. Wilson hadde nemlig på dette tidspunkt funnet ut at dersom man hadde ioner i mettet vanndamp, ville disse virke som kondensasjonskimer når dampen blir avkjølet, og det vil bli dannet små vanndråper. Ved en passende belysning kunne tåken gjøres synlig. Thomson greidde å kondensere tåken og derved fant han massen av vannet. Denne massen dividert med massen av en enkelt dråpe gav da antall dråper og derved også antall ioner. Massen av en dråpe var meget liten og måtte bestemmes inndirekte ved hjelp av Stokes lov. Etter denne metoden bestemte Townsend i 1897 den gjennomsnittlige ioneladningen til å være ca. $10^{-19}$C. Med en noe forbedret teknikk kom han senere frem til $1{,}1 \cdot 10^{-19}$C.

H. A. Wilson benyttet seg av et tilsvarende utstyr i 1903. Men han hadde i tillegg to horisontale plater som det kunne legges en spenning over. På denne måten kunne fallhastigheten varieres.

Millikan startet sine forsøk med å repitere H. A. Wilsons forsøk. Han oppdaget snart at fordampningen fra vanndråpene var en




alvorlig feilkilde. Han forsøkte å variere det elektriske feltet ettersom dråpene minsket ved fordampningen. En annen alvorlig feilkilde fremkom ved at man skulle observere fallhastigheten for noe så diffust som en sky. Ved å ha tilstrekkelig sterkt elektrisk felt, kunne enkelte dråper holdes i ro.

Dersom luften ble ionisert med gammastråler kunne det hende at en dråpe plutselig beveget seg oppover eller nedover. Senere tok han i bruk olje for å forhindre nevneverdig fordampning. Han var altså omsider kommet frem til den velkjente apparatur som i dag står beskrevet i de fleste lærebøker i generell fysikk og som er i bruk ved de fleste universiteter og høgskoler. Oljen sprutes ut fra en forstøver og noen dråper faller igjennom et hull i den øverste platen. Ved å belyse dråpene kan disse sees i en kikkert. De fleste dråpene blir elektriske ved hjelp av friksjon i det de sprutes ut fra forstøveren, og de har en diameter på ca. $10^{-6}$ m. Ytterligere elektrisitet kan tilføres ved hjelp av gamma- eller røntgenstråling. Etter disse eksperimentene kunne Millikan uttale:

«These results place beyond all question the view that an electrical charge wherever it is found, whether on an insulator or a conductor, whether in electrolytes or in metals, has a definite granular structure, that it consists of an exact number of specks of electricity (electrons) all exactly alike, which in static phenomena are scattered over the surface of the charged body and in current phenomena are drifting along the conductor». Det ble likevel en livlig diskusjon om hvorvidt man hadde elektriske elementær-kvantum eller ikke. (Se f. eks. Bär: Der Streit um das Elektron. Naturwissenschaften, 1922). Millikans bestemmelse av elektronets ladning, ga en verdi som var litt for lav.

Millikan har også ydet verdifulle bidrag til såvel spektroskopi som kosmisk stråling. Ved hjelp av vakuumgnister (hot sparks) utvidet han det ultrafiolette området ned til 136,6 Å. Undersøkelsen av den kosmiske stråling førte bl. a. til at Carl Anderson oppdaget positronet.

Millikan arbeidet størsteparten av sitt liv ved Chicago-universitetet og ved Norman Bridge-laboratoriet. Samtidig med at han var bestyrer av Norman Bridge-laboratoriet var han også sjef for California Institute of Technology.

Sommeren 1894 tilbrakte Millikan ved Chicago-universitetet. Dette var året før han tok sin doktorgrad ved Columbia-universitetet. Her traff han A. A. Michelson, som i 1896 ga han en stilling ved sitt universitet. Michelson fikk stor betydning for Millikans utvikling som fysiker, og han skriver om sitt arbeide som assistent hos Michelson:

«I personally owe *everyting* to the fact that Mr. Michelson took me into his nest».

Ved Chicago-universitetet ble det Millikans jobb å organisere fysikkundervisningen ved det nyopprettede institutt. Her arbeidet han 12 timer pr. dag. Seks timer ble brukt til å undervise og skrive lærebøker. De resterende seks ble brukt til forskning. De bøkene som han og hans kolleger skrev, dannet grunnlaget for fysikkundervisningen ved de fleste high schools og colleges i U.S.A. i 25 år fremover. Bøkene hans inneholder meget historisk stoff. Han mente det var nødvendig å kjenne til vitenskapens utvikling for virkelig å kunne bedømme den moderne vitenskaps betydning.

Millikan mente at vitenskap og religion var to krefter som arbeidet i samme retning. Dette problemet opptok han meget, og var emne for flere av hans siste avhandlinger bl. a. hans selvbiografi fra 1950. (Autobiography, Macdonald, London 1951).

---

## FYSIKERMØTET 1968

Det norske fysikermøte ble i år for første gang holdt i Tromsø. Oppslutningen var meget god i betraktning av de lange reiser for mange av deltakerne.

Møteprogrammet var variert, idet man tok opp både faglige og organisatoriske problemer, og som vanlig hadde både fyldige oversiktsforedrag og korte seksjonsmeddelelser.

Åpningsdagen 20. juni var hele formiddagen avsatt til en forskningspolitisk diskusjon omkring grunnforskning i fysikk i Norge, med

utgangspunkt i de to meldinger som foreligger om dette emne fra Hovedkomiteen for norsk forskning. Innleder var professor Anders Omholt. Det etterfølgende ordskifte var meget livlig og fortsatte senere på dagen under Norsk Fysisk Selskaps årsmøte hvor man nedsatte et utvalg til å utrede deler av problemkomplekset.

Fra årsmøtet kan videre nevnes at man som nytt medlem av styret valgte professor Harald Sørum med professor Marius Kolsrud som varamann. Professor Norman, dosent Graue, universitetslektor Gjøtterud og dosent Sigmond var på valg og ble alle gjenvalgt til sine verv som medlemmer og varamenn til styret.

Oversiktsforedragene på fysikermøtet var første dag forskningssjef Bjørn Landmarks om Geokosmisk forskning i Norge, og siste dag professor Kjell Johnsens om Lagringsringene i CERN. Begge disse foredrag vakte stor interesse hos tilhørerne, det siste også på grunn av de forskningspolitiske problemer som knytter seg til den videre utbygging av CERN.

Endelig må nevnes at man 21. juni om kvelden holdt en stilig fest i restaurant Fjellheisen, hvor bl. a. Tromsøs ordfører med frue var tilsetede.

Alt i alt et meget vellykket fysikermøte, både faglig og arrangementsmessig. Det er ingen tvil om at Tromsø fra nå av vil få sin faste plass som møtested på like fot med våre tre andre akademiske hovedsentra.

---

# Bøker

*Jon Reed – Johan Aarnes:* Matematikk i vår tid. Pris kr. 58,—, 348 sider.

Mens alle hører om de revolusjonerende ting som skjer i fysikk og andre vitenskaper, er de fleste uvitende om den eksplosjonsartede utvikling matematikken er inne i. Dette skyldes delvis at en popularisering av matematikken vanskeliggjøres ved at resultater ikke kan skilles ut fra hele den logiske struktur de er en del av. Denne boka populariserer da heller ikke stoffet ved at matematikken forsøkes gitt et intuitivt innhold uttrykt ved dagligspråkets upresise begreper, men ved at enkelte grener av matematikken bygges opp så langt at de kan anvendes på problemer hvis interesse lett aksepteres. Med sine historiske opplysninger og biografier over matematikere i tilknytning til kapitlene, gir boka et innblikk i deler av vår vestlige kulturhistorie.

Første kapitel, om sannsynlighetsregning, starter med spilleproblemer fra 1600-tallet og inneholder mange morsomme eksempler. Hva er f. eks. sannsynligheten for at et barn skal bli albino når både foreldre og besteforeldre er normale, men begge foreldre har en albino i søskenflokken? De mest krevende, men samtidig mest interessante kapitlene er de som leder frem til «løsningene» av de klassiske konstruksjonsproblemene vinkelens tredeling, kubens fordobling og sirkelens kvadratur. Det blir bevist at det er umulig å tenke seg konstruksjon som tredeler en vilkårlig gitt vinkel ved vanlig bruk av passer og linjal. De mange som hvert år strever med å finne en slik konstruksjon, kan altså ta det med ro — det er en logisk umulighet å lykkes. Et annet geometrisk problem som løses, er hvilke regulære mangekanter som kan konstrueres. Det er ekeksempelvis umulig å konstruere en regulær 7-, 11- eller 13-kant, mens 3-, 5-, og 17- og den regulære 65537-kanten kan konstrueres selv om det i praksis kan være vanskelig nok for den siste.

Boka inneholder også et kapitel om elektroniske datamaskiner og et om spillteori. Et av høydepunktene er en matematisk analyse av et pokerspill hvor optimale strategier for to spillere beregnes. For åpningsspilleren blir det overraskende resultat bl. a. at det i det lange løp vil være korrekt å bløffe — melde pass på høye kort 3 av 10 ganger og melde høyt på lave kort 1 av 10 ganger!

Hvem vil så ha utbytte av boka? Av matematiske forkunnskaper kreves lite. Noen av kapitlene vil ha interesse for flinke gymnasiaster, mens andre vil kreve en betraktelig matematisk modenhet for at full forståelse skal oppnås.

Boka bør selvfølgelig leses av enhver lærer i matematikk på den høyere skole og bør finnes i ethvert lærerbibliotek. Blant studenter og andre med en viss matematisk trening skulle den finne et stort marked.

*Ben Johnsen.*

*Brown, W. F. Jr.:* Magnetoelastic Interactions, 155 sider, pris DM 38, Springer Verlag, 1966.

Magnetoelastiske vekselvirkningar, også kalla magnetostriksjon, utgjer eit spesielt emne innafor magnetismen. Stutt sagt tar det for seg samspelet mellom magnetiske og elastiske fenomen: ein stavmagnet vil forandre både magnetisering og lengde om han blir påverka av eit magnetfelt, og det same skjer om vi erstattar magnetfeltet med ei mekanisk påkjenning.

Fenomenet har for det meste fått ei utilfredsstillande behandling. Den vanlege metoden har gått ut på å minimalisere den totale energien, uttrykt ved summen av ein magnetisk og ein mekanisk del pluss eit fenomenologisk tilleggsledd som skal ta vare på vekselvirkninga. Forfattaren av denne boka var den første til å gi ei meir tilfredsstillande behandling av temaet. I hans arbeid kjem vekselvirkninga med allerede frå starten av, ved at den lokale spenninga i stoffet også er gjort av hengig av den magnetiske polarisasjonen.

Boka er velskriven og greitt disponert. Ho har verdi for fleire enn spesialistar på magnetostriksjon ved dei gode generelle kapitla om magnetostatikk, elastisitet og termodynamikk. Ein kan likevel ikkje vente at monografier av denne typen vil bli ein bestseljar, og det er prisverdig at Springer-forlaget har gitt ut boka.

*T. Riste.*

## Handbuch der Physik/Encyclopedia of Physics, Band XXV/2a, Licht und Materie Ia. Bandherausgeber L. Genzel. Springer Verlag, Berlin–Heidelberg–New York. 1967.

Handbuch der Physic/Encyclopedia of Physics er med sine nærmere 70 bind blitt et bindsterkt verk, som naturlig nok ikke kan bli hvermanns eie. Forrige utgave av verket kom i årene 1926–29, den gang med 24 bind. Intensjonen var å gi «eine lückenlose Darstellung des derzeitigen Standes der experimentellen und theoretischen Physik.» Dengang kunne man kanskje tillate seg å formulere en så pretensiøs intensjon i forordet, i den nye utgave av verket har man diplomatisk nok sløyfet både forord og intensjon — i hvert fall på trykk. Og om meningen har vært å følge opp tradisjonen, har det denne gang krevd både mye mer plass og tid!

Hovedutgiver er S. Flügge, men hvert bind har sin egen bindutgiver. Og hvert bind inneholder noen få oversiktartikler, skrevet av fagfolk på vedkommende felt. Hver artikkel er trykt på det verdensspråk (tysk, engelsk eller fransk) som vedkommende forfatter ønsker å uttrykke seg på.

Verket begynte å komme ut i 1955, og det har fortsatt til i dag. Emner og bind kommer på ingen måte i kronologisk rekkefølge. For eksempel har de to bind med titelen «Licht und Materie» kommet ut med ni års mellomrom (1958 og 1967). I løpet av 10–12 år endres gjennom gjensidig påvirkning både teori og eksperimentell teknikk. Men selv om ikke første bind av et slikt verk kan være helt «uptodate» når siste bind kommer ut, er i alle fall hvert bind i skrivende stund ajourført så langt det er mulig.

Dette gjelder i høy grad også bind XXV/2a Licht und Materie Ia. Bindet inneholder ca. 650 referanser, og av disse er ca. halvparten fra de siste fem år. Bindet er delt i fire artikler med hver sine forfattere. Alle fire artiklene er skrevet på engelsk, men som i alle andre bind av verket er det et fyldig saksregister både på engelsk/tysk og tysk/engelsk.

I første del behandler prof. E. E. Bell ved Ohio State University optiske konstanter og deres målinger. I denne innledende del sees det vesentlig på den elektromagnetiske stråling i dens vekselvirkning med materie, ut fra Maxwells klassiske likninger og grensebetingelsene. Fremstillingen er begrenset til isotrope materialer, og hva den eksperimentelle teknikk angår til den infrarøde del av spektret. Ut fra de målte optiske konstantene, brytningsindeks og ekstinsjonskoeffisient, slutter en seg til stoffkonstanter som dielektrisitetskonstant og ledningsevne.

Prof. William Cochran ved University of Edinburgh og dr. Roger A. Cowley ved Atomic Energy of Canada tar for seg krystallgitterets dynamikk i andre del: fononer i perfekte krystaller. I bind VII (1955) er også behandlet gitterets dynamikk, og det er derfor i denne del lagt vekt på det nye som er kommet de siste ti år, spesielt den nye teknikk med inelastisk spredning av neutroner som har gjort det mulig å få fram dispersjonskurven for fononene.

Vekselvirkningen mellom fotoner og elektroner i krystaller uten felt er emnet for tredje del, skrevet av prof. H. Y. Fan ved Purdue University, Lafayette, Indiana. En ser her bort fra permeabiliteten og har dielektrisitetskonstanten som sentral størrelse.

I siste del gir Stanley Desmond Smith ved University of Reading, Berkshire en oversiktlig framstilling av magneto-optikk i krystaller og de effekter som ligger til grunn.

I de tre første artiklene er den eksperimentelle del viet omtrent halvparten av plassen, i den siste er det bare et kort avsnitt om eksperimentell teknikk.

Boken danner et ledd i den solide rekke oversiktshandbøker som verket Handbuch der Physik er blitt. Her kan en friske opp stoff fra mer eller mindre halvglemte pensa, få spesialistens ajourførte framstilling som kan gi oversikt og sammenheng, og ikke minst få et vell av litt. referanser til mer spesielle emner.

*Karstein Dybvik.*

## *L. Sodomka:* «Structure and Properties of of Solids». Iliffe Books Ltd., London 1967.

Dette er en elementær innføring i faste stoffers fysikk som passer for studenter som har gjennomgått grunnkursene i fysikk ved universitetet eller høyskole. Boken er oversatt fra tsjekkisk, og dessverre er oversettelsen mange steder så upresis at leseren faktisk kan bli villedet. Fremstillingen er noe knapp, men ellers grei. Aktuelle emner som gitterfeil og halvledere har fått en tilfredsstillende plass i boken, men supraledning er ikke omtalt i det hele tatt. Boken inneholder ikke øvelser.

Sammenliknet med andre utmerkede og billige paperbackbøker på samme nivå, for eksempel Wert & Thomson, «Physics of Solids» (McGraw-Hill, 1964), kan boken ikke anbefales. Den kan muligens være til en viss hjelp for studenter som søker en konsentrert oversikt etter lesning av bredere fremstillinger.

*Jens Lothe.*

## *Richard Becker:* Theory of Heat (2. utg. v/ Günther Leibfried) Springer-Verlag, Berlin, 1967. 380 sider. Pris DM 58.—.

Det er vanskelig å gi en enhetlig fremstilling av varmelæren. Tradisjonelt er den jo også oppdelt i flere separate disipliner: termodynamikk, statistisk mekanikk, kinetisk teori. I Beckers bok finnes alt dette og i tillegg faste stoffer, nukleasjonsteori, fluktuasjoner, Brownske bevegelser, termisk støy og irreversibel termodynamikk. Syns- og utgangspunkt varierer sterkt fra område til område, og ofte utledes et resultat på mer enn en måte. Dette burde jo fremme en gunstig fleksibel innstilling, men jeg frykter at studentene her og der vil ha problemer med å holde deduksjoner og sannsynliggjørende argumenter fra hverandre.

Boken utkom like etter Beckers død i 1955. Denne utgaven er revidert og oversatt fra tysk til engelsk av Professor Leibfried. Den er noe utvidet, bl. a. er emner som tetthetsmatrisen og negative temperaturer kommet med.

I en så omfattende lærebok er det ting jeg savner: Tredje hovedsetning (!), behandling av blandinger v.h.a. det kjemiske potensial, kritiske fenomener, spinnbølger. Noen misforståelser finnes i kapitlet om reelle gasser.

Boka er beregnet på viderekomne studenter, og jeg vil tro den kan være brukbar som lærebok på høgskole/ universitets-nivå.

*P. C. Hemmer.*

## Studies in the Foundations, Methodology and Philosophy of Science. Delaware Seminar in the Foundations of Physics. Bd. I, 193 s. 8vo. Bd. II, 117 s. 8vo. Redaktør: *Mario Bunge.*

Delaware Seminarets erklærte formål var brobygning over den klöft som skiller de «to kulturer», det vil si mellom de humanistiske fag og naturfagene. Selv om dette problemet er meget uheldig formulert i C. P. Snows bekjente bok, er det vel sant at det hersker visse misforhold. Særlig lider de reale vitenskaper under mangel på kommunikasjon seg i mellom og orientering til andre deler av åndslivet.

Redaktøren, professor Bunge er nå professor i filosofi ved McGill universitetet i Montreal. Men han behersker matematisk fysikk på en måte som er helt uklanderlig. Bøkene består av en serie foredrag, de fleste av meget kjente fysikere og filosofer. En matematiker (Bernays) er også med.

Foredragene kan deles i to hovedtyper:

a) De som befatter seg med formalisering og axiomatisering av konvensjonell teori.
b) De som reiser spørsmålet om de kjente teoriers fortolkning, rekkevidde og utvidelse.

Personlig synes jeg foredragene under b) f. eks. P. Bergmanns: «The State Vector and Physical Reality», H. Margenaus: «Probabilities in Quantum Mechanics», I. P. Vigiers: «Hidden Parameters», P. Havas: «Foundation Problems in General Relativity» er de mest interessante. Der er også to verdifulle artikler om Statistisk Mekanikk av H. Grad og E. Jaynes.

Foredragene av type a) bruker tildels tegnspråket fra den symbolske logikk, men ikke mer enn at de er lesbare. Til axiomatikerne må vi også regne Truesdell og hans drabant Noll, selv om hans felt egentlig er «Rasjonell Mekanikk». Truesdells polemiske stil er morsom, men han kjemper meget med vindmøller.

Filosofene Poppers og Mehlbergs foredrag bruker fysikkens terminologi og formler. De fremsetter en hel del «theser», hvorav jeg vil tro at de fleste er uriktige — men morsom lesning er det allikevel. Ikke minst på grunn av de mange historiske opplysninger og sitater.

Det mest interessante sitat står kanskje allikevel i Bergmanns artikkel. Det gjelder Diracs oppfatning av Kvantemekanikkens filosofiske betydning: «Quantum Theory is so ephemeral, so badly in need of replacement by a more definitive theory, that it is simply not worth the bother of a profound epistemological critique».

*H. Wergeland.*

## *Mario Bunge:* Scientific Research. Bind I: The Search for System, 536 s. 8vo. Bind II: The Search for Truth, 374 s. 8vo. Springer 1967.

Disse to bind er en del av serien: *Studies in the Foundations, Methodology and Philosophy of Science* som Bunge redigerer sammen med P. Bergmann, S. Flügge, H. Margenau, P. Medawar, K. Popper, P. Suppes og C. Truesdell. Flere forskjellige oppfatninger kommer til orde i denne serien, men den er såvidt jeg kan bedømme et vederheftig og grundig arbeide. Enda mangler noen av de vesentlige synspunkter i diskusjonene. For eksempel savner man foreløbig artikler av slike fysikere som L. Rosenfeld og O. Klein. Men alt dette vil vel tiden bringe. Den foreliggende boken av Bunge selv, er nærmest en slags lærebok i metoder for analyse av vitenskapelige lærebygninger. Den inneholder derfor ikke i større grad personlig stillingtagen til gjeldende oppfatninger. Første bind gir mest metode, annet bind mest anvendelser. Begge kan de leses nokså uavhengig av hverandre. Det står oppført en hel del eksempler fra vitenskapens historie som «problemer» til øvelse for leseren. Den skulle kanskje være nyttig som underlag for colloquim i institutter hvor studier på slike områder bedrives. Men utover det er Bunges bøker morsomme, og skulle gi både humanister og realister et behagelig tilskudd til almendannelsen.

*H. Wergeland.*

## *Mario Bunge:* Foundations of Physics, 312 s. 8vo. Springer 1967.

Det finnes jo en bekjent bok med samme tittel av H. Margenau, men denne dekker et helt annet område, nemlig formaliseringen og axiomatiseringen av Fysikkens gjeldende teorier. Kapitteloverskriftene er: Fundations Research, Toolbox, Protophysics, Classical Mechanics, Classical Field Theories, Quantum Mechanics.

I kapitlet: «Toolbox» får man en kort innføring i logiske grunnbegreper som virker meget behagelig for en fysiker. Det er jo et stort tiltak å lese noen av de utførligere fremstillinger (Quine, Tarski, m. fl.) som forfatteren anbefaler «for dem som ønsker å få fatt i mere delikate metoder».

I de andre kapitler vil nok fysikeren ofte føle seg sterkt utfordret til innvending. For eksempel til fremstillingen av «sannsynligheter» i Statistisk Mekanikk og i Kvantemekanikken. Men Bunges kjetterier ligger på et høyt plan. Når han benevner visse populære oppfatninger som «myther» er det ikke alltid så helt av veien. Sikkert har vi behov for en Rudolf Bultmann også i Fysikken. Når de gamle forestillinger ikke lenger er innlysende må man grave dypere.

*H. Wergeland.*

## *Gourant-Hilbert:* Methoden der matemathischen Physik I. 3. Auflage, Springer Verlag 1968. Heidelberger Taschenbücher Band 30. 469 sider. Pris DM 16.80.

Denne boken er et standardverk i matematisk fysikk og er nok velkjent for de fleste som har hatt kontakt med dette området. Første utgave kom i 1924, andre utgave i 1930. Tredje forbedrede utgave kom først på engelsk i 1953 og er altså nå kommet på tysk i billigutgave. Man må være glad for at et så verdifullt verk kan skaffes så billig, men et heftet omslag har naturligvis begrenset levetid. Trykk og setting er tiltalende.

De 7 kapitlene i boken behandler henholdsvis algebra for lineære transformasjoner, rekkeutvikling av funksjoner, lineære integralligninger, variasjonsregning, svingnings- og egenverdiproblemer, variasjonsregning i egenverdiproblemer og til slutt de vanlige spesielle funksjoner som opptrer i fysikken (Bessel, Legendre, Hermite osv.)

*Kjell Mork.*

Norsk Fysisk Selskap

**Formann:** Professor dr. Njål Hole

**Styre:** Direktør O. Chr. Böckman †
Professor dr. Nicolai Norman
Professor dr. Harald Trefall
Dr. philos Tormod Riste

**Selskapets sekretær:** Torø Saugestad,
Fysisk Institutt, N. T. H.,
7034 — Trondheim

**Postgirokonto:** 88388 **Bankgirokonto:** 8601 - 236880

Fra Fysikkens Verden

**Redaktør:** Professor dr. Haakon Olsen, N.L.H.T.

**Redaksjonskomite:** Rektor Finn Berntsen, Strinda Høg. Almenskole, Trondheim.
Universitetslektor Wilhelm Løchstøer Universitetet, Blindern.
Dr. philos. Tormod Riste, Institutt for Atomenergi, Kjeller.
Professor Steingrim Skavlem, Universitetet i Bergen.
Dr. techn. Helge Øverås, CERN, Genéve.

**Problemspalten:** Siv.ing. Richard R. Solem, N. T. H.

**Teknisk medarbeider og Annonser:** Lab.ing. H. Torgersen, N. T. H.

Fra Fysikkens Verden utkommer kvartalsvis. Abonnement kan tegnes gjennom postverket eller direkte fra ekspedisjonen. Årsabonnement kr. 15,—. Årsabonnement for studenter og skoleelever kr. 10,—.

**Sekretær:** Randi Bostad, N. L. H. T.
**Ekspedisjonens adresse:** Fra Fysikkens Verden,
Fysisk Institutt, N. L. H. T.,
7000 — Trondheim.

**Postgirokonto:** 10472 **Bankgirokonto:** 8601-236545

GYMNASIASTER OG STUDENTER!

Dere kan få

Fra Fysikkens Verden

til redusert pris: kr. 10,— pr. år.

Abonnement kan tegnes enten ved postverket

eller ved direkte henvendelse, se adressen ovenfor.

Aktietrykkeriet i Trondhjem