Fra Fysikkens Verden

UTGITT AV NORSK FYSISK SELSKAP

INNHOLD

Nye æresmedlemmer av NFS	73
Årsmelding for NFS	74
Anvendelse av Mössbauerspektroskopi i biofysikken, del 1	76
Fysikermøtet 1973	81
Nye medlemmer av NFS	81
Den globale energ - balanse	82
Nikolas Kopernikus	84
Laboratorium for fysikkundervisning	86
Optisk koherensteori	89
Det er vanskelig å lage læremidler	95
Globale tanker i naturfagundervisningen	96
Bøker	85, 88

Nye æresmedlemmer av Norsk Fysisk Selskap

Professor
Sverre Westin

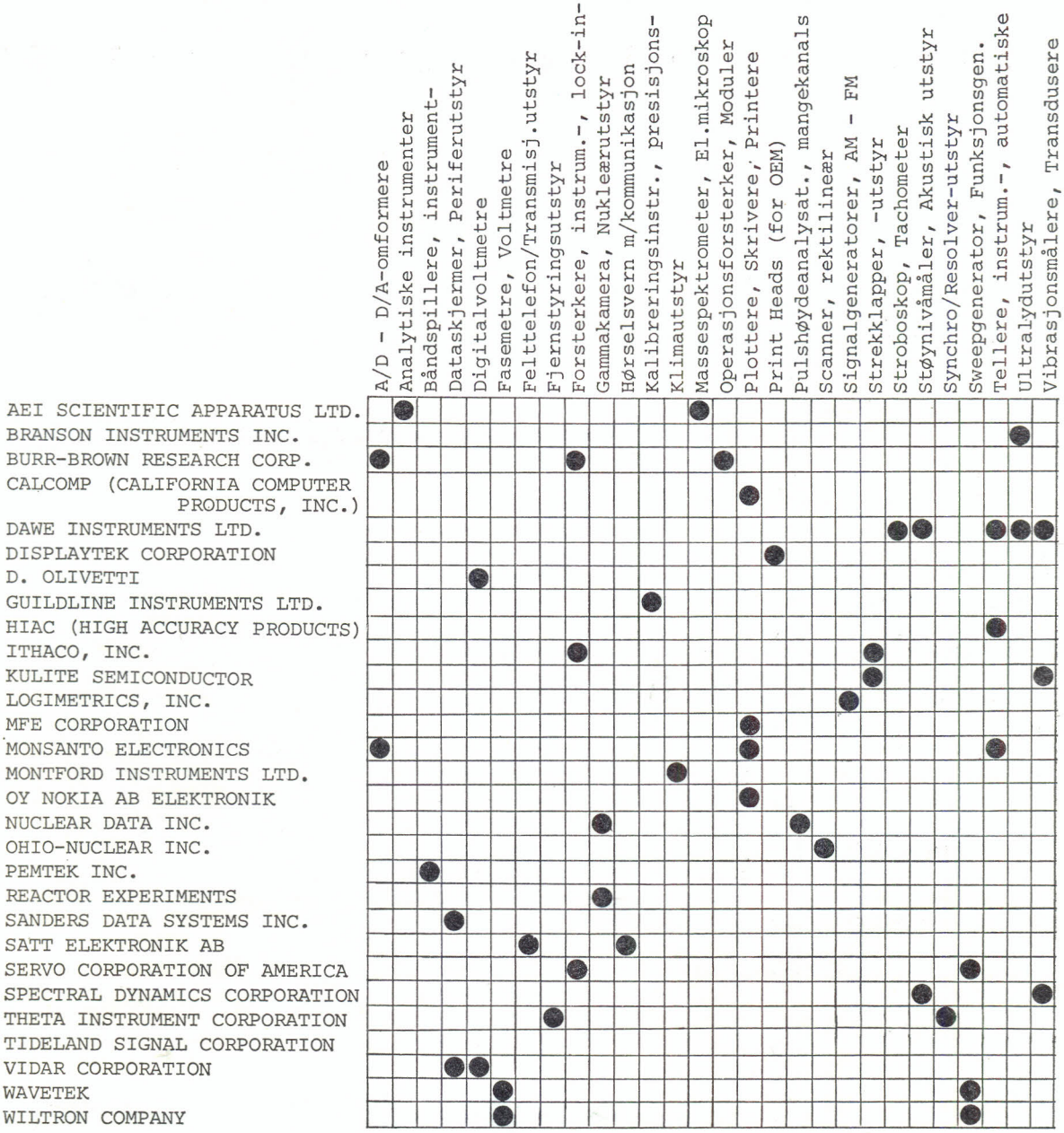
Professor
Bjørn Trumpy

Nr. 4 - 1972
34. årgang

ELEKTRONISK UTSTYR

FOR

INDUSTRI, SYKEHUS, FORSKNING, UNIVERSITETER OG SKOLER



HUGO RISØ A/S

Teknisk Import

RISØ

Postboks 8 Tåsen, Oslo 8

(Langmyrgrenda 1, Oslo 8)

Telefon: 23 25 80 - Telegrammer: HUGOTEST

Bankgiro: 7082.05.00227. Bank: Den norske Creditbank

Telex: 18 216

Fra Fysikkens Verden

Utgiver: NORSK FYSISK SELSKAP

Nr. 4 - 1972

Redaktør: HAAKON OLSEN

34. årgang

Nye æresmedlemmer av Norsk Fysisk Selskap

Professor
Sverre Westin

Professor
Bjørn Trumpy

Styret i Norsk Fysisk Selskap har besluttet å innvelge professor Bjørn Trumpy, Bergen, som æresmedlem i Selskapet. Grunnlaget for denne beslutning er de særlige fortjenester av Selskapets virksomhet som Trumpy har ytet i løpet av de år han fungerte som Selskapets formann.

Professor Trumpy var formann i Norsk Fysisk Selskap i årene 1953 til 1957. Han var den første ordinære formann, etter at Selskapet var blitt stiftet under et møte på Blindern den 8. juni 1953. Men allerede i 1952 ble han medlem av et foreløpig styre som da ble opprettet med professor Egil A. Hylleraas som formann. Dette provisoriske styre fungerte frem til Selskapets årsmøte i Bergen 12. november 1953. Her ble det første ordinære styret valgt med professor Trumpy som formann.

Trumpy var en god formann for Selskapet. Ikke minst vil han bli husket for sin humørfylte ledelse av Selskapets årsmøter, og for de meget morsomme taler han holdt under enkelte av de middager som Selskapet gir i tilknytning til årsmøtene. På grunn av sine gode forbindelser var han også i stand til å skaffe Selskapet hårdt tiltrengte økonomiske midler. Under årsmøtet i 1955 uttalte professor Hylleraas sin anerkjennelse til ham for det utmerkede arbeid han hadde nedlagt for Selskapet på dette område.

Professor Westin var varamann til Styret i Norsk Fysisk Selskap fra starten i 1953 til 1959, og han var formann i styret fra 1959 til 1966.

I administrasjonen av Norsk Fysisk Selskap

har han gjort en stor og lang innsats som vi er svært takknemlige for. Det var et større og vesentlig bedre Selskap han overlot til sine etterm enn i Styret enn det han selv hadde overtatt som formann.

Den største sakan han mått ordne opp i, var tidsskriftet Fra Fysikkens Verden. Da Westin overtok som formann var det kommet i store økonomiske og tekniske vanskeligheter, og mange i Selskapet mente at det ville være enklest å legge ned tidsskriftet. Men Westin var mellom dem som syntes at dette ville være et for stort nederlag. Fra Fysikkens Verden var og er Selskapets ansikt utad, og det er først og fremst gjennom det en kan drive opplysningsvirksomhet og diskusjon omkring fysikk. Som formann fikk Westin sammen med den nye redaktøren, Haakon Olsen, arbeidet med refinansiering av tidsskriftet og flytting av redaksjon og trykking til Trondheim. De ti år som har gått siden dette krafttak, har vist at dette var riktig politikk og at Fra Fysikkens Verden har livets rett.

En annen sak som Westin alltid arbeidet for som formann, var å bedre kontakten mellom Norsk Fysisk Selskap og industrien. Dette var en naturlig oppgave for ham ut fra hans innstilling om at fysikk bør være mest mulig «matnyttig» og ikke alt for abstrakt. Det er ikke tvil om at denne industrikontakten har gagnet Norsk Fysisk Selskap både faglig og økonomisk.

Westin var den drivende kraft når det gjelder etableringen av faglige grupper og utvalg innenfor Norsk Fysisk Selskap. Han utarbeidet således de foreløpige retningslinjene for arbeidet i de faglige gruppene, disse retningslinjer ble først i 1971 avløst av nye.

Det er en glede og en ære å kunne kalle professor Westin som æresmedlem i Norsk Fysisk Selskap.

Utnevnelsen til æresmedlemmer fant sted under Fysikermøtet i Tromsø i juni i år.

Under festmiddagen på restaurant Fjellheisen ble de to æresmedlemmer hyllet av formannen i NFS, Tormod Riste, med den omtale som er gjengitt her. Professor Skavlem tok imot diplomet på vegne av professor Trumpy, mens professor Westin var til stede og kunne motta sitt diplom.

ÅRSMELDING FOR NORSK FYSISK SELSKAP

Denne meldinga omfattar tida mellom årsmøta i 1971 og 1972.

Medlemstalet er pr. 1/6 1972 569 personlege medlemmer og 10 kollektive medlemmer, dette er ein netto tilvekst på + 3 personlege medlemmer sidan 1/6 1971. Talet på kollektive medlemmer er det same som i 1971. Den svake tilveksten kan forklarast ved ei avskaling av medlemmer som har stått til rest med kontingenten. (14 er blitt nye medlemmer sidan 1/6 1971.)

Styret har hatt denne samansettinga:

Forskningssjef Tormod Riste (formann)
Professor Arnfinn Graue (nestformann)
Dosent Tormod Henriksen
Amanuensis Gunnar Kvifte
Dosent Ivar Svare

Selskapet sin sekretær er fru Gerd Jarrett. Det har vore halde fire styremøte.

Norsk Fysisk Selskap står som utgjevar av tidsskriftet Fra Fysikkens Verden. Rektor Haakon Olsen er redaktør. Opplagstalet er på 1500.

Fysikarmøtet 1971 vart halde ved Universitetet i Bergen 16.—18. juni med 78 registrerte deltakarar. Første møtedagen var vigd generelle emne der ein prøvde å finne ut fysikken og fysikarane sin plass på områda rein og anvendt forskning, og korleis dei kan vere med på å løyse vår tids samfunnsproblem. Det var fire inviterte foredragshaldarar til dette emnet:

Forskningssjef Anders Omholt, Norges Industriforbund
Direktør H. J. G. Meyer, Philips Forskningslaboratorium, Eindhoven
Cand.real. Jørgen Randers, p.t. MIT, USA, og
Direktør Karl Stenstadvold, SINTEF

Det var elles påmelde 28 faglege foredrag til møtet.

Årsmøtet vart halde 17. og 18. juni, referat er sendt til medlemmene.

Til rådsmøta i European Physical Society (EPS) møtte nestformannen i Split 19. og 20. oktober 1971, og nestformannen og formannen i Oslo 14. og 15. mars 1972.

Årsmeldinga vart lagd fram på årsmøtet 1972.

Norsk Fysisk Selskap stod som innbydar til rådsmøtet i Oslo. Den 13. mars møttest dei rådgjevande komiteane for «Applied Physics and Physics in Industry» og for «Physics and Society», EPS Special Division on Atomic Physics og EPS Executive Committee til møte i ymse rom ved Universitetet i Oslo. Dei rådgjevande komiteane vart bedne til ein enkel lunsj i «Frederikke» for at dei skulle få møte representantar for tilsvarande komitear i Norsk Fysisk Selskap. Til rådsmøtet i ETA-Sentret møtte 54 utsendingar, dette er vel den største mønstringa av kjende fysikarar som ein har hatt i Norge. Norsk Fysisk Selskap baud inn til eit enkelt selskap 14. mars der utsendingane fekk møte representantar for komitear og utval i Norsk Fysisk Selskap og fysikarar frå Universitetet i Oslo. Dei faglege utvala og universiteta i Norge hadde på førehand fått tilsendt liste over utsendingane med lovnad om økonomisk hjelp ved eventuelle forelesningar eller symposia. Interessa for dette var mindre enn venta, det vart i alt halde sju forelesningar ved Universitetet i Oslo. Hovudtyngda av arbeidet med tilskipinga av møtet i Oslo fall på sekretæren, og Norsk Fysisk Selskap har fått mykje ros for den måten dette vart gjort på. Utgiftene for selskapet til dette møtet var på kr. 12.216,15, av dette vart kr. 10.000,00 dekte av ei løyving frå Norges Almenvitenskapelige Forskningsråd.

Den norske tilknytinga til EPS har i dette året vorte styrkt ved at norske fysikarar har fått sete i styra for faglege grupper, dette gjeld for kjernefysikkgruppa og for seksjonar av faststoffysikkgruppa. Formannen i NFS er sidan mars 1972 medlem av Executive Committee i EPS.

Styret har også sett det som ei oppgåve å styrke kontakten med International Union of Pure and Applied Physics, og har meldt på ein delegat til generalforsamlinga 1972. Ein har også gjort framlegg om ein norsk kandidat til valet på styre i IUPAP.

Dei finske fysikkforeningane har i eit brev reist spørsmålet om ei sanering og samling av dei fysiske tidsskrifta i Norden. Styret i NFS har i denne samanhengen støtta forslaget om ei styrking av «Physica Scripta», det tidlegare «Arkiv för Fysik», som nyleg har fått ein nordisk redaksjonskomite. Generalsekretæren i Svenska Fysikersamfundet har i eit brev teke til orde for eit nærare samarbeid mellom dei fysiske selskapa i Norden, bl.a. når det gjeld representasjonen i EPS. Formannen i NFS har svara positivt på dette. I Sverige har ein og behov for eit meldingsblad til fysikarane, og den svenske generalsekretæren har kasta fram tanken om eit sams nordisk meldingsblad. Styret i NFS meiner at vi er tente med «Fra Fysikkens Verden». Det kan i denne samanhengen nemnast at Styret har utforma eit meldingsskjema som redaksjonen i FFV vil gjere bruk av for å samle stoff til ei spalte med nytt om norske fysikarar og fysikkinstitusjonar.

NFS har frå Landsseksjonen for Fysikk/Kjemi i Norsk Lektorlag fått tilbod om fast spalteplass i «Den Høgre Skolen». Etter samråd med styret i det faglege utvalet for undervisning har styret i NFS svara positivt på dette og oppnemnt lektor K. J. Knutsen som kontaktmann.

På grunnlag av debatten på årsmøtet i 1971 har NFS i brev til Hovedkomiteen for norsk forsking (HK) støtta forslaget om skiping av eit Norsk Fysikkråd som skal arbeide etter dei vedtektene HK hadde fått utarbeidd. Til fysikkrådet, adr. NFS, har det kome brev frå Kyrkje- og Undervisningsdepartementet der ein ber om ei vurdering av forslaget om ein nordisk akselerator, NORDAC. Etter styret si mening har korkje Det interne fysikkråd eller styret mandat til å svare på dette, og ein set si von til at Norsk Fysikkråd snart kan bli oppnemnt og gje ei frå-segn om NORDAC.

Riksbibliotekstjenesten har støtta forslaget frå NFS om ei utgreiing av spørsmålet om norsk informasjonstjeneste i fysikk, og har tilsett ein fysikar som arbeider med dette spørsmålet.

Styra i dei faglege utvala vil leggje fram eigne meldingar på årsmøtet. Her skal berre nemnast at NFS har gjeve støtte til faglege høte i akustikk, partikkelfysikk, plasmafysikk og teoretisk fysikk. Dessutan kan nemnast at Styret, etter oppmoding, har teke initiativet til danning av ei Fagleg gruppe i fysikk og miljø som vil bli aktiv på fysikarmøtet 1973.

---

5. Nordic Solid State Physics Conference.

Gausdal Høifjellshotell, 4.—9. januar 1973. Til denne konferanse har det meldt seg ca. 120 deltagere med ca. 70 foredrag. Hotellet har enda plass for noen få konferansedeltagere til. Interesserte bes kontakte Ivar Svare, Fysisk Institutt, NTH, 7034 Trondheim.

På møtet vil det bli valgt nytt styre til faglig gruppe i faste stoffers fysikk innenfor Norsk Fysisk Selskap.

Anvendelse av Mössbauerspektroskopi i biofysikken

Del 1.

S. Prydz

Med Mössbauerspektroskopi har man anledning til å studere submikroskopiske omgivelser inne i molekylene omkring visse kjerner, hvoriblant vi finner jernets isotop ^{57}Fe, som utgjør ca. 2% i alle vanlige forekomster av jern.

Dette at nettopp jernkjerners omgivelser lar seg studere, har man kastet seg over innen biofysikken i håp om å vinne bedre forståelse av jernets betydning i dets tallrike biologiske eller biokjemiske vekselvirkninger.

Her er det naturlig først og fremst å tenke på blodets hemoglobin, hvor jernioner er helt essensielle i dette makromolekyls evne til å binde vekselvis oksygen og karbondioksyd, hvilket jo er basis for vår ånding.

Men ennå vet man faktisk ikke, tross flere års forsøk og studier, helt nøyaktig hvorledes bindingen mellom jern og oksygen kommer i stand, og dermed heller ikke fullstendig hvorledes den kan påvirkes i detalj av forskjellige kjemiske forhold i organismen.

Vi skal i det følgende se litt nøyere på disse og noen liknende forhold hvor Mössbauerspektroskopi er anvendt i studiet av biologiske eller biokjemiske systemer.

Innledning.

Rudolf Ludvig Mössbauer, født 1929, ble utdannet ved den tekniske høyskolen i München. Han var forskningsstipendiat her 1958—59, og det var også her han oppdaget den effekt som senere skulle bære hans navn. Dette skjedde i 1957—58 og den ble beskrevet første gang i 1958. I 1960 ble han «Senior Research Fellow» og i 1961 professor i fysikk. Dette året fikk han også Nobelprisen i Fysikk (delt med Hofstadter).

Mössbauer gjorde sine tidligste eksperimenter med det relativt sjeldne metall Iridium, men da det i perioden 1959—60 ble klart at også tinn, iod og spesielt jern viste de samme muligheter, forsto man raskt at dette fenomen ville bli til uvurderlig nytte for kjemikerne i deres studier av molekylenes struktur og bindingsforhold. Fra 1961 av har man også sett stadig flere anvendelser av effekten i studiet av biologisk interesante stoffer.

Kort formulert er Mössbauer-effekten det fenomen at noen av kvantene fra γ-emitterende radionuklider utsendes uten rekyltap i energien, og uten såkalt Doppler-forbredning. Tilsvarende forhold hos identiske kjerner i en absorbator gir anledning til såkalt kjerneresonans-fluorescens. Da Mössbauereffekten tidligere har vært beskrevet inngående i Fra Fysikkens Verden, skal vi ikke her gjøre annet enn rent summarisk å nevne forutsetningene for den videre utviklede metode for Mössbauerspektroskopi.

Mössbauer studerte nettopp slik resonansfluorescens (også kalt resonansspredning fordi fluorescens-kvantene sendes ut i alle retninger). Det var ^{191}Ir han arbeidet med, og det var spredningen av 129 keV γ-kvanter og levetider av de eksiterte nivåer han målte. For disse kvanter var den frie rekylenergi $R = 0{,}05$ eV, og Dopplerforbredningen var ved romtemperatur ca. 0,1 eV. Ved denne temperatur hadde han således en betraktelig overlapping av emisjons- og absorpsjonslinjene og følgelig en anselig fluorescensintensitet. Nå ønsket han å redusere overlappingen, og tenkte at ved nedkjøling reduserte han Doppler-forbredningen, følgelig skulle resonansfluorescensen avta. Han observerte det motsatte, og dette krevde en forklaring. Den var følgende: Fra den avkjølede emitter ble en brøkdel f av γ-kvantene utsendt uten noe rekyltap R og også uten Doppler-forbredning D, altså fordelt svarende til den naturlige linjebredde.

La oss ganske enkelt se hvorledes dette kan foregå. Tenker vi oss den emitterende atomkjerne «frosset fast» i krystallens gitter, blir det ikke denne enkle kjernes hvilemasse som skal motta rekylenergi ved γ-kvantets utsendelse, men hele gitteret, hele krystallen. Med en rimelig størrelse på krystallen kan vi altså regne med en enorm økning av massen, f.eks. kan en faktor 10^{18} være realistisk. Da den overførte rekylenergi R er omvendt proporsjonal med massen, blir altså R en faktor 10^{18} mindre, dvs. praktisk talt lik null. En brøkdel f av de emitterende kjerner kan altså nå betraktes som «frosset fast» på denne måten.

Fysisk institutts biofysikkgruppe, Universitetet i Oslo, Blindern, Oslo 3.

Kvantemekanikken gir en sannsynlighet

$$f = e^{-R/E_E} ,$$

hvor E_E kalles for Einstein-energien, for emisjon uten rekyltap. For små verdier av R/E_E vil mange av γ-kvantene emitteres uten rekyltap og Doppler-forbredning.

Det fører for langt å komme inn på de betingelser som må være oppfylt for at vi skal få en høy f-verdi. De emitterende atomkjerner må sitte som «forurensning» i et vertsgitter, men hvilket vertsgitter som bør velges for de forskjellige kjerner må man være kvantemekaniker for å finne ut, og dyktig kjemiker for å få til i praksis.

Doppler-forbredningen av et energinivå er gitt ved

$$\Delta E = E_0 \cdot V_D / c$$

hvor c er lyshastigheten og V_D er den emitterende kjernes hastighet i γ-kvantets retning, idet emisjonen skjer. Slike hastigheter skyldes de emitterende kjernenes oscillasjon i kildematerialets gitter omkring deres likevektsposisjoner.

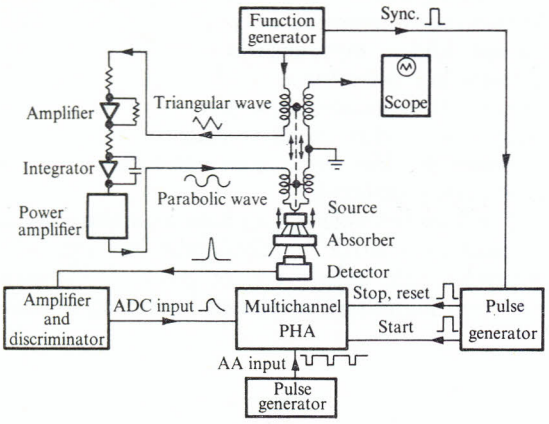


Fig. 1. Et moderne Mössbauerspektrometer. En funksjonsgenerator gir her en ca. 5 Hz triangulært varierende spenning som forsterkes og integreres til en parabolsk varierende spenning som driver en høyttalerkjerne og gir nær lineært varierende kildehastighet når kilden monteres foran på kjernen. De av kildens utsendte γ-kvanter som ikke absorberes, men gjennomtrenger absorbatoren, detekteres og gir pulser med høyder proporsjonale med γ-energien. Dette gir anledning til diskriminering, slik at bare γ-kvanter med energi svarende til riktig kjerneovergang registreres i PHA. I figuren er også vist detaljer som har med analysatorens adressering å gjøre. Hensikten med denne adressering, som rører ved det mest sentrale i hele spektroskopimetoden, er forklart i teksten.

Mössbauerspektroskopi.

Mössbauereffekten er altså nettopp dette at noen γ-kvanter emitteres uten rekyltap og uten Doppler-forbredning. Men Mössbauer oppdaget også ytterligere en vesentlig ting, og dette gjorde at effekten ble basis for en ny type spektroskopi, Mössbauer-spektroskopien. Han ble fort klar over at Doppler-effekten (oppdaget 1842) kunne utnyttes i et spektrometersystem, hvor små relative hastigheter mellom kilde og prøve (absorbator) ga anledning til kompensasjon for det nødvendige rekyltillegg R i absorbator og ytterligere for ulike omgivelsers innvirkning på prøvens og kildens ellers identiske atomkjerner.

I et vanlig forsøk har man montert opp på linje den bevegelige kilde, den kjølede absorbator og bak denne igjen detektoren.

Endrer man nå Dopplerhastigheten trinnvis fra å være relativt stor negativ til å bli liten, null, og så positiv og gradvis større, kan man få frem et spektrum. For hver av de anvendte hastigheter teller man opp over like lange tidsrom antall detekterte γ-kvanter som har passert absorbator uten å bli absorbert. La oss legge merke til at det altså er primærkvanter og ikke resonansfluorescens-kvanter som telles. Spektret representerer hyppigheten av ikke-absorberte eksitasjonskvanter fra kilden som funksjon av dennes hastighet mot absorbatoren.

I Fig. 1 ser vi en moderne apparatur, hvor hastigheten endres gradvis og kontinuerlig over det aktuelle hastighetsområdet som sweepes flere ganger pr. sekund samtidig som γ-tellerens registreringer ordnes etter den øyeblikkelige sweephastighet og lages med adskilte adresser i hukommelsen til en mangekanalanalysator. Denne adderer automatisk alle tellinger i de riktige kanaler for hvert nye sweep, og etter en tids akkumulering av data leses spektret ut hvis den relative usikkerheten er blitt tilstrekkelig liten.

Vi må se litt nærmere på hva vi gjør i et spektroskopiforsøk. Grunnen til at det er best å lage et sum-spektrum fra mange hurtige sweep er at vi oftest har både en reduksjon i kildens intensitet og en ukontrollerbar drift eller fluktuasjon i detektorens følsomhet gjennom forsøket. I løpet av ett langsomt sweep ville vi lett kunnet få en systematisk spektral forskyvning eller skjevhet, men hvis vi sweeper f.eks. tusen ganger i løpet av den samme totale deteksjonstid blir skjevheten tilsvarende liten, mens de hurtige, tilfeldige fluktuasjoner vil midles ut.

At kildeintensiteten ofte kan avta relativt raskt, henger sammen med at selve det kjernenivå som skal eksiteres, må ha en levetid av

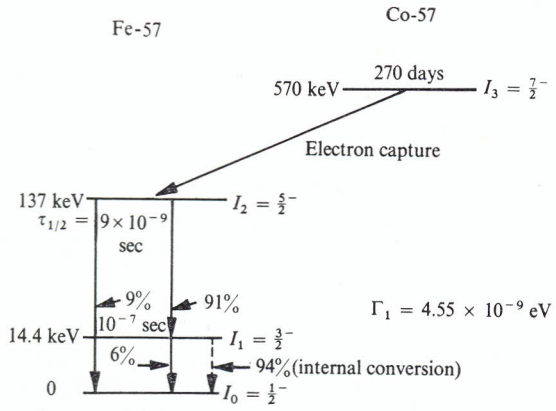


Fig. 2. Decay av ^{57}Co via ^{57}Fe's nivåer på h.h.v. 137 keV og 14,4 keV. Tilstandenes halveringstider τ, og spinnet I er angitt. Den ulike paritet er markert med et minustegn etter spinnverdiene. De forskjellige overgangers relative hyppigheter er angitt i %. Naturlig linjebredde for 14.4 keV-nivå er $4.55 \cdot 10^{-9}$eV.

størrelsesorden 10^{-5} s eller kortere for at vi skal kunne få en tilstrekkelig absorpsjon. Fra Fig. 2 ser vi at ^{57}Fe har $\tau_{1/2} = 10^{-7}$ s for det aktuelle nivå (E = 14,4 keV). Tilsvarende gjelder for kilden. 137 keV-nivået som forsyner 14,4 keV-nivået har ennå kortere halveringstid, bare ca. 10^{-8} s, og vi må benytte en morkjerne, i ^{57}Fe's tilfelle altså ^{57}Co. Vi ser at denne kjerne har $\tau = 270$ dager, så i dette spesielle tilfelle blir intensitetsreduksjonen i løpet av et forsøk av noen timers varighet likevel relativt beskjeden, men mange andre kjerner har kortere levetider.

Av dette bildet ser vi ennå en ting, nemlig at detektoren, som helst bare skulle detektere 14,4 keV γ-kvanter, også er utsatt for annen stråling, 123 og 137 keV γ-kvanter og dessuten conversion elektroner. Dette er grunnen til at man bruker en energidiskriminator mellom detektor og analysator (fig. 1). Proporsjonalteller en med tilhørende diskriminator (en en-kanals analysator) setter oss i stand til å registrere bare den ønskede stråling, her 14,4 keV γ-kvanter, mens all annen stråling gir pulser som diskrimineres.

Tolking av spektre.

La oss nå se ganske enkelt på hvilke spektrale opplysninger målingene gir: Det er først og fremst det såkalte «isomer shift» eller «isomer chemical shift», som på norsk kanskje kunne kalles for *Kjemisk isomer-forskyvning*. Dernest er spektrenes varierende grad av hyperfinstruktur meget informativ, og likeledes er både linjeform, bredder og splittinger interressante.

For enkelhets skyld bruker man som referanse eller standard alltid en kilde som gir kun én linje, som f.eks. ^{57}Co, den særlig aktuelle ^{57}Fe-kjernes «precursor» (forløper eller morkjene) innleiet i et folie av rustfritt stål eller platina. Også en såkalt «nitroprussid» forbindelse, $Na_2[Fe(CN)_5NO] \cdot 2H_2O$, brukes.

Et stoffs isomerforskyvning angis i mm pr. sekund, og er den Dopplerhastighet som må anvendes for å kompensere for ulike elektrontettheter omkring kjernene i absorbator og i kilde, og vi kan altså ha både negative og positive forskyvninger. Forskyvningen kan avleses i spektret som abscisseverdien svarende til resonanslinjens minimum (se Fig. 4b).

La oss se litt nøyere på den kjemiske isomerforskyvningen. I Fig. 3 angir den venstre store pil energidifferensen, $E_{t(n)}$, i den nakne kjerne mellom grunntilstanden og den aktuelle eksiterte tilstand. Så tenker vi oss to forskjellige omgivelser for kjernen: s (i kilden) og a (i prøven). Vi ser at omgivelsene endrer energinivåene, men ikke likt i s og a, og mer for de eksiterte tilstander enn for grunntilstandene. I spektrometeret vil vi oppleve lengdedifferansen mellom de to høyre store piler, eller rettere sagt den tilsvarende energidifferanse $E_{t(a)} - E_{t(s)}$ som en isomeforskyvning som i dette tilfelle, ifølge fortegnskonvensjonen, er positiv. Vi må altså bevege kilden mot absorbator med den foreskrevne hastighet for tross de ulike kjerneomgivelser å få resonansabsorpsjon. De ulike kjerneomgivelser virker modifiserende føst og fremst gjennom de ulike elektrontettheter de gir på jernets plass i molekylet.

For å gå litt videre, kan man kvantemekanisk si, rent summarisk, at Coulombs lov kan ikke anvendes helt enkelt om et punkt i kjernens sentrum, Hamiltonfunksjonen krever en korrek-

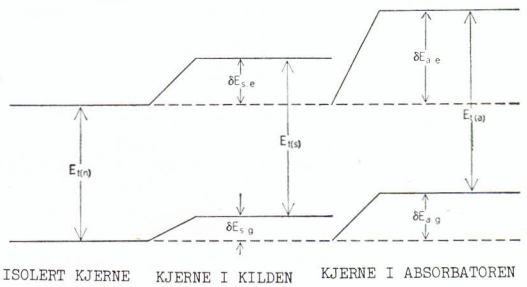


Fig. 3. Her ser vi hvordan energien for en naken kjernes grunntilstand (g) og første eksiterte nivå (e) influeres av forskjellige kjemiske omgivelser. I dette eksempel, hvor s angir kilde og a absorbator, har vi latt endringene være størst for absorbatorens kjerner, tilsvarende positiv Dopplerhastighet.

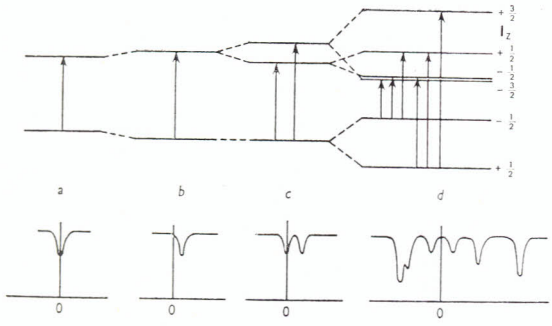


Fig. 4. Mössbauerspektrenes avhengighet av hyperfin vekselvirkning i absorbatoren. Detaljforklaring er gitt i teksten.

sjon, elektronenes bølgefunksjon nær kjernen er modifisert, og energikorreksjonen er en funksjon av kjernens effektive radius R samt av kvadratet av bølgefunksjonen i origo, $\psi^2(0)$. Energiendringen for et elektron ved endringen δR i kjerneradien blir $\psi^2(0) \cdot (\delta R/R)$, og dette må summeres over alle elektroner. Har vi nå en absorbator, (a) og en kilde, (s) hvor kjernens omgivelser er noe forskjellige, blir den energidifferans som må tilføres via Dopplerhastigheten for at vi skal oppnå resonans, proporsjonal med

$$| (\Sigma\psi^2(0))_a - (\Sigma\psi^2(0))_s | \cdot (\delta R/R) .$$

Siden $\delta R/R$ er en konstant for en bestemt kjerneovergang, kan verdier av $\psi^2(0)$ sammenliknes i en relativ skala.

$\psi^2(0)$ er bare forskjellig fra 0 for s-elektroner siden de andre bølgefunksjoner har node (knutepunkt) i origo. For de fleste elementer er det bare de ytre s-elektroners konfigurasjon som endres ved dannelse av kjemiske forbindelser, slik at man stort sett kan si at den kjemiske isomerforskyvningen indikerer endringer i konfigurasjon til bindingselektroner av s-type, eller f.eks. også i hybridiserte bindinger hvor s-elektroner inngår.

Finstruktur i spektrene.

Fig. 4 viser den gradvise hevning av kjernenivåenes degenerasjon ved forskjellige vekselvirkninger i absorbatoren. I bilde a er nivåene usplittet, og absorbator er identisk med kilde. I bilde b er elektrontettheten ved kjernen mindre i absorbator enn i kilde, og avstanden mellom grunntilstand og første eksiterte tilstand øker. Tilsvarende ser vi en positiv isomerforskyvning for spektrets absorpsjonslinje. I bilde c har vi en asymmetrisk fordeling av elektronladning omkring absorbatorkjernen slik at vi får en elektrisk feltgradient over denne. Dette splitter det eksiterte kjernenivået, og vi får to forskjellige overgangsenergier med en tilsvarende splitting av det enlinjede spektrum i to linjer som ligger symmetrisk om den første linjes posisjon. I bilde d er pålagt et aksialt magnetfelt (langs den elektriske feltgradients hovedakse), og den siste degenerasjon heves: Vi får et sekslinjet spektrum hvor linjenes posisjon (fra venstre mot høyre) svarer til økende overgangsenergier. To overganger, $+1/2 \rightarrow \div 3/2$ og $\div 1/2 \rightarrow +3/2$, er forbudte ved de gjeldende utvalgsregler, men de kan bli tillatt ved lavere grad av symmetri. Også kjernenes eget magnetfelt kan gi den omtalte splitting, med spesielle effekter for de ferromagnetiske stoffer. I paramagnetiske stoffer blir termdiagrammet enda mer komplisert, med $(2I+1) \cdot (2s+1)$ tilstander avledet fra hvert kjernenivå.

Anvendelser innen de biologiske fag.

Fra 1961 til i dag er det publisert over 100 arbeider hvor Mössbauerspektroskopi er anvendt i eksperimentell biofysikk, dvs. i eksperimentalfysikk som henter sine problemstillinger fra biologi og biokjemi.

De biokjemiske systemer som kan studeres, er nesten utelukkende metallo-biokjemikalier, og da først og fremst jernholdige proteiner. Det kan dog nevnes at også koboltholdige stoffer kan undersøkes, da anvendt som ^{57}Co emitter og med ^{57}Fe som standard absorbator. Således har vitamin B_{12} anriket på ^{57}Co vært studert.

La oss innledningsvis se på Tabell I som gir en oversikt over forskjellige makro- og mikrobiologiske systemer som prinsipielt kunne gjøres til gjenstand for undersøkelser, i den grad

Complete systems
Tissue
Bacteria
Fluids—blood
Isolated components
Macromolecular components
Hemoproteins
Respiratory—hemoglobin, myoglobin
Electron transport—cytochrome
Enzymes—hydroperoxidases, hydroxylases
Nonheme proteins (NHI)
Respiratory—hemerythrins
Electron transport—ferredoxin
Enzymes—dehydrogenases, oxygenases
Iron transport—ferritin, transferrin
Growth factor—ferrichrome
Nucleic acids
Polysaccharides—cellulose
Micromolecular components
Peptides
Nucleotides and nucleosides
Disaccharides
Molecular components
Amino acids
Sugar
Porphyrins

Biologiske systemer og komponenter eksemplifisert.

det er mulig å oppnå en tilstrekkelig konsentrasjon av ^{57}Fe i preparatet til at et tilfredsstillende signal kan detekteres. For de 11 første eksempler i tabellen har man tallrike målinger av Mössbauerspektra.

Her inngår forskjellige eksperimentelle faktorer av varierende viktighet, slik som kildeintensitet, grad av foto- og Compton-absorpsjon og spredning i absorbatoren, samt dennes temperatur og aggregattilstand. Ytterligere er stor f-verdi ønskelig både for kilde og absorbator (preparatet). Videre må prøven være tilstrekkelig viskøs, helst et fast stoff eller, for løsningers vedkommende, et frosset glass.

Anriking på ^{57}Fe.

Eksempelvis kan nevnes at man for oksyhemoglobin ved 5 K har funnet en så stor f-verdi som 80 %. Men ^{57}Fe-isotopen forekommer naturlig i så liten mengde som bare 2 %, og for biosystemer som inneholder lite jern totalt, er det ofte nødvendig å benytte anriking på ^{57}Fe. F.eks. har man grodd bakterier i anrikede medier, og når blodprøver skulle tas av rotter og andre dyr, har man på forhånd gjennom noen tid gitt intravenøs injeksjon av jerncitrat anriket helt opp til 80 % på ^{57}Fe. Uten anriking trenges det av størrelsesorden 0,5 — 5 g protein som absorbator, hvilket er enormt store mengder når det er snakk om mange typer renfremstillede biokjemikalier, og prisen for en prøve kan bli tilsvarende enorm. For andre lett rensbare stoffer igjen blir prisen helt uinteressant.

Preparering av prøver.

Som nevnt må prøven være i fast form eller en frosset løsning. Dette er en unaturlig form for enhver bio-polymer. Videre er det velkjent at både tørking og frysing ofte gir konformasjonsforandringer, som igjen ofte er ledsaget av denaturering. Dette kan f.eks. komme til uttrykk som en varig redusert aktivitet for et enzym som har vært nedkjølt, avhengig av nedkjølingstemperaturen, varigheten, pH og tilstedeværelsen av andre stoffer i løsningen. Som et eksempel på slike vanskeligheter kan nevnes at tørking av de-oksygenert hemoglobin fra rotte, hvis Mössbauerspektrum skulle gi en dublett, ga opphav til en triplett. Dette ble tolket som bevis på at tørkingen av preparatet hadde gitt like deler av høy- og lav-spinn Fe^{2+} ioner i prøven.

På lignende vis er der for ferricytokrom c funnet virkninger både av konsentrasjon av den frosne løsning og av lyofilisering til tørt preparat. Således ga en frossen løsning med 0,27 g protein pr. g H_2O en større kvadrupolsplitting ΔE_Q enn en lyofilisert prøve, begge målt ved en temperatur av 150 K, men ΔE_Q for løsningen avtok ved økende konsentrering. De to prøvene hadde den samme isomerforskyvning, selv om linjebredden var noe større i den tørkede prøve.

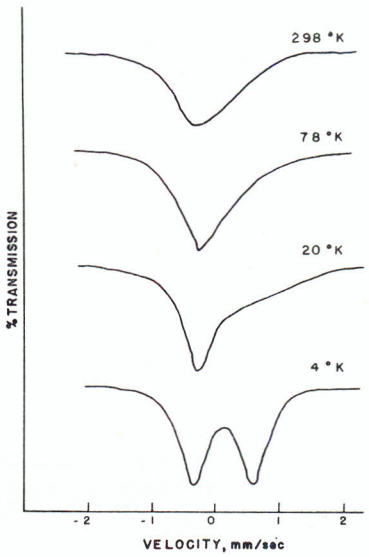


Fig. 5. Temperaturens innflytelse på spektret av hemin. Forklaring er gitt i teksten.

Prøvens temperatur.

Når det gjelder temperatur-induserte endringer i spektrenes form, så kan vi merke oss at prøver med ioner av lav-spinn Fe^{3+} og høy-spinn Fe^{2+}, men ikke i særlig grad lav-spinn Fe^{2+} og høy-spinn Fe^{3+}, viser endringer i ΔE_Q, hvilket kan ha sammenheng med endringer i den elektriske feltgradient over kjernene, men vi må ved alle slike observerte forandringer huske på at den anvendte prepareringsmetode kan gi konformasjonsforandringer i prøven slik at observasjonene ikke ukritisk må tilordnes det native preparat.

Temperaturens innflytelse på isomerforskyvningen er liten og essensielt en annen ordens effekt.

Fra variasjoner i spektrenes asymetri, linjebredder og splitting kan man hente mye informasjon. La oss som eksempel se på temperaturvariasjonene i spektret av hemin (ferriprotoporfyrin · Cl), Fig. 5. Her finnes jernet i form av høy-spinn Fe^{3+} ioner.

Ved høy temperatur er spektret asymmetrisk én-linjet, satt sammen av to overlappede for-

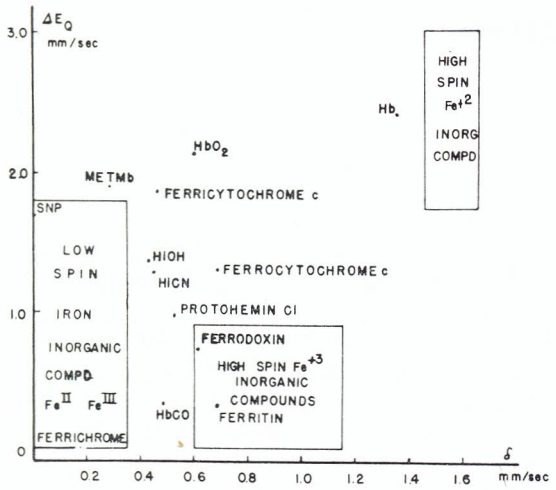


Fig. 6. Spredningsdiagram hvor kvadrupolsplitting ΔE_Q og isomerforskyvning er avsatt langs perpendikulære akser. Vi ser at uorganiske høy-spinn ferro- og ferri-forbindelser viser systematisk forskjell for begge de plottede parametre, mens lav-spinn-forbindelsene ikke gjør dette. Jernbiokjemikaliene synes å være spredt ut over hele diagrammet og stort sett utenfor områdene for de uorganiske forbindelsene, et faktum vi skal diskutere i del 2 av artikkelen.

bredede linjer. Den økede linjebredde kan skyldes relaksasjonsprosesser som delvis midler den magnetiske hyperfin-vekselvirkning. Linjenes oppførsel ligner den som en magnetisk relaksasjonsprosess forårsaker, bortsett fra at hemin gir smalere linjer ved nedkjøling. Det er vist at dette skyldes spin-spin relaksasjon sammen med termisk eksitering av Kramers dubletter: Ved lav temperatur er ionene i grunntilstand ($S = \pm 1/2$). Ved økende temperatur får man en økende besettelse av de elektriske tilstander ($S = \pm 3/2, \pm 5/2$) som har mindre relaksasjonshastigheter, hvilket gir opphav til asymmetriske spektre. Videre har de eksiterte tilstander større interne magnetfelt, hvilket gir opphav til linjeforbredning.

Magnetfelt.

La oss forsøke å si noe helt enkelt om bruk og betydning av magnetfelt over prøven. Som nevnt innledningsvis, vil et tilstrekkelig sterkt magnetfelt over de kjerner vi betrakter redusere tilstandenes degenerasjon slik at hyperfinstrukturen blir synlig, se Fig. 4. Hvis spinn relaksasjonstidene er større enn tiden for magnetisk hyperfinvekselvirkning, vil jernspektret være 6-linjet, forutsatt at det er til stede et målbart internt magnetfelt. Ut fra den resulterende splitting kan størrelsen av slike interne magnetiske felter bestemmes. Er de nevnte betingelser ikke oppfylt, kan man med et ytre magnetfelt likevel observere et spektrum med magnetisk hyperfin splitting.

For hemin som vi alt har nevnt i forbindelse med temperaturens betydning, finner man ved lav magnetisk feltstyrke en asymmetrisk forbredet enkeltlinje, mens det ved sterkt magnetfelt er mulig å løse opp finstrukturen, måle det interne magnetfelt og bestemme den elektriske feltgradient.

Fe^{2+} og Fe^{3+} -ioner av lav-spinn-type har isomerforskyvninger som er av samme størrelsesorden, slik at deres ladning ikke kan avgjøres ut fra denne parameter. Forskjellene i kvadrupolsplitting er også meget små, hvilket fremgår av spredningsdiagrammet i Fig. 6, hvor ΔE_Q er plottet som funksjon av isomerforskyvningen for en del jernbiokjemikalier for sammenligning med uorganiske jernforbindelser.

Lav-spinn ferri-proteiner ($Fe^{3+}, S = k/2$) kan vise hyperfin splitting ved lav temperatur, men lav-spinn ferro-proteiner (Fe^{2+}) vil ikke gjøre dette idet de er diamagnetiske. Anvendelse av magnetfelt på lav-spinn ferri-proteiner vil også gi hyperfin splitting, men ikke gi noen effekt på spektret av et diamagnetisk lav-spinn ferro-protein.

(Del 2 følger i neste hefte)

FYSIKERMØTET 1973

Fysikermøtet 1973 vil bli holdt i Trondheim i dagene 18.—20. juni. Nærmere opplysninger og påmeldingsskjema i neste nummer av Fra Fysikkens Verden.

Nye medlemmer opptatt på styremøtet 30/10 1972:

Vit. ass. Arild Gulbrandsen, Norges Landbrukshøgskole, 1432 Ås-NLH.

Adjunkt Olaf Arnfinn Hamre, Eide, 5580 Ølen.

Skolestyrer Reidar Hauge, Aurland Realskule, 5745 Aurland.

Undervisningsassistent Oddmund Straume, Fysisk Institutt, avd. A, Universitetet i Bergen, Allégt. 53/55, 5000 Bergen.

Lektor Olaf Ugland, Boks 53, 9730 Karasjok.

Den globale energibalanse

Ø. Holten

I en tidligere artikkel i Fra Fysikkens Verden diskuterte Kanestrøm de to viktigste effekter for kunstig påvirkning av jordens temperatur på grunn av atmosfæriske forurensninger. Den ene av disse effekter, drivhuseffekten, skyldes atmosfærens økte CO_2 innhold og fører til global temperaturøkning. Den andre effekten skyldes økt refleksjon av sollyset på grunn av partikkelforurensning i atmosfæren og leder til global avkjøling. Den motsatte tendens ved disse to prosesser gir stor usikkerhet i vurderingen av deres samlede innvirkning på atmosfærens temperatur. En tredje effekt som også kan komme til å spille en rolle for den globale energibalanse er menneskenes forbruk av energi på jorden. Dette energiforbruk representerer i alt vesentlig en netto energitilførsel som i en likevektstilstand må fjernes fra jordoverflaten. Dette skjer ved en økt utstråling til verdensrommet, noe som medfører en økt atmosfærisk likevektstemperatur.

Vi kan inndele tilførslen av energi til jordoverflaten i tre grupper:

1) Energi fra sola
2) Energi fra andre naturlige kilder
3) Energi produsert ved menneskelig aktivitet.

1) Den energi E_S som skyldes solstråling er gitt ved

$$E_S = \pi R^2 (1 - A)\, S\,,$$

hvor $R = 6{,}37 \cdot 10^6$ m er jordens radius, $A = 0{,}37$ er den del av solstrålingen som reflekteres i atmosfæren, og $S = 1{,}39 \cdot 10^3$ W/m^2 er den solare konstant; dvs. den midlere energiflukstetthet i jordbanen. På grunn av solstrålingen får jordoverflaten en energitilførsel

$$E_S = 1.1 \cdot 10^{17}\ \mathrm{W}\,.$$

2) Foruten solbestrålingen vil f.eks. også termisk energi fra jordas indre ($3{,}2 \cdot 10^{13}$ W) og tidevannsenergi ($3 \cdot 10^{12}$ W) bidra til jordoverflatens naturlige energitilførsel. Det samlede bidrag fra slike naturlige prosesser anslås til

$$E_N = 3.5 \cdot 10^{13}\ \mathrm{W}\,.$$

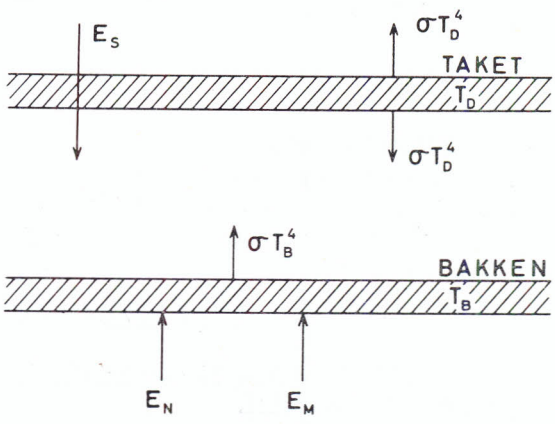
3) Av den energi som frigjøres ved menneskelig aktivitet på jorda er en beskjeden del (ca. 4 %) som først og fremst omfatter fossekraft, men også utnyttelsen av tidevann og direkte solstråling allerede inkludert i E_S og E_N. Det aller vesentligste av energiforbruket skjer ved utnyttelse av fossilt brennstoff (kull, olje og gass) og representerer derfor en netto energitilførsel til jordoverflaten. Praktisk talt all den energi som forbrukes vil før eller senere dissiperes og til slutt opptre i form av varme. Den energi som på denne måte tilføres jorda kan for 1972 estimeres til

$$E_M = 7 \cdot 10^{12}\ \mathrm{W}\,.$$

For å beregne virkningen av den dissiperte energi på den globale temperatur, kan vi ta utgangspunkt i den skjematiske modell som Kanestrøm benyttet og som noe modifisert er gjengitt i Fig. 1. I denne modell erstattes atmosfæren med et tenkt drivhustak. Taket er gjennomsiktig for stråling fra sola, men absorberer all stråling fra bakken. Både bakken og taket antas å stråle som et svart legeme, slik at energiflukstettheten f er gitt ved Stefan-Boltzmanns lov

$$f = \sigma T^4,$$

hvor $\sigma = 5{,}67 \cdot 10^{-8}$ W/(m^2 K^4) er Stefan-Boltzmanns konstant og T den absolutte temperatur.



I temperaturlikevekt har bakken en temperatur T_B og drivhustaket en temperatur T_D. For bakkelikevekt har vi betingelsen

$$E_S + E_N + E_M + 4\pi R^2 \sigma T_D^4 = 4\pi R^2 \sigma T_B^4 ,$$

hvor venstre side representerer den totale energi som tilføres bakken og høyre side den energi som stråler ut fra bakken. Betingelsen for drivhustakets temperaturlikevekt kan skrives

$$4\pi R^2 \sigma T_B^4 = 8\pi R^2 \sigma T_D^4 .$$

Her representerer venstre side den energi som tilføres taket ved stråling fra bakken og høyre side den energi som stråles ut fra taket både til bakken og til verdensrommet.

Ved eliminasjon av T_D fra likevektsligningene får vi for bakketemperaturen

$$T_B = \left(\frac{E_S + E_N + E_M}{2\pi\sigma\pi R^2} \right)^{1/4}$$

$$= T_B^{(o)} \left(1 + \frac{E_M}{E_S + E_N} \right)^{1/4} ,$$

hvor

$$T_B^{(o)} = \left(\frac{E_S + E_N}{2\sigma\pi R^2} \right)^{1/4} = 296 \text{ K} ,$$

er bakketemperaturen uten energiproduksjon på jorda.

For små verdier av E_M ($E_M << E_S + E_N$) kan korreksjonsfaktoren rekkeutvikles; dvs.

$$T_B = T_B^{(o)} \left(1 + \frac{1}{4} \frac{E_M}{E_S + E_N} + \ldots \right) .$$

Til første orden vil følgelig en energiproduksjon E_M føres til en økning av bakketemperaturen som er gitt ved

$$\Delta T_B \simeq \frac{1}{4} \frac{E_M}{E_S} T_B^{(o)} ,$$

hvor vi har sløyfet E_N idet $E_N << E_S$.

Innsetning av E_M svarende til det nåværende energiforbruk gir

$$\Delta T_B \simeq 4{,}7 \cdot 10^{-3} \text{ K}.$$

Denne verdi setter dermed en øvre grense for 1 global sammen heng antas denne temperaturstigning å være uten betydning.

Som den øvre kritiske grense for en eventuell global temperaturstigning regnes som regel 1 K. det mulige maximale energiforbruk $E_M^{(max)}$. Ved å benytte uttrykket for ΔT_B får vi

$$E_M^{(max)} = 1{,}5 \cdot 10^{15} \text{ W},$$

som er 200 ganger større enn dagens forbruk. Hvis vi tenker oss dette energiforbruk jevnt fordelt på jordens innbyggere, vil det til en verdensbefolkning på n milliarder svare til et maximalt pr. capita forbruk

$$E_c = \frac{1.5}{n} \cdot 10^3 \text{ kW} .$$

Med en verdensbefolkning på 15 milliarder vil dette muliggjøre et pr. capita forbruk på 100 kW. Til sammenligning har USA i dag et pr. capita energiforbruk på ca. 11 kW, mens verden totalt har et pr. capita forbruk på ca. 1,8 kW.

Det nåværende energiforbruk stiger noe mellom 4 og 5 % pr. år, svarende til en dobling av forbruket omtrent hvert 15 år. USA's og verdens pr. capita forbruk stiger i dag med henholdsvis 1 % og 1,3 % pr. år. Selv om løsningen av problemet med kontrollert fusjon skulle åpne adgangen til et nærmest ubegrenset energireservoar, vil den globale energibalanse neppe bli påvirket i de nærmeste 50—100 år. På noe lenger sikt er det imidlertid vanskelig å forestille seg hvordan man skal kunne overskride grensen $E_M^{(max)}$ uten alvorlige klimatiske forstyrrelser. Den eneste mulighet for et energiforbruk ut over dette synes å ligge i utviklingen av såkalte invariante energisystemer; dvs. systemer som produserer energi uten å bidra med en netto energitilførsel til jorda. Slike systemer kan prinsipielt være basert på utnyttelse av f.eks. fossekraft, tidevann, vind og den solenergi som naturlig tilføres jorda. Av disse er det imidlertid bare solenergien som er av en slik størrelsesorden at den kan få noen praktisk betydning i verdensmålestokk.

Selv om økende energiproduksjon ikke skulle forstyrre den globale energibalanse i nær fremtid, vil et stort energiforbruk kunne gi opphav til lokale klimatiske fostyrrelser. F.eks. kan den geografiske konsentrasjon av både produksjon og forbruk frambringe lokale «varmeøyer» som bl.a. kan innvirke på den lokale energibalanse og varmesirkulasjon.

LITTERATUR

E. Cook: The Flow og Energy in an Industrial Society, Scientific American, 134, 224 (1971).
J. P. Holdren: Global Thermal Pollution. s. 85 i Global Ecology. Red. J. P. Holdren og P. R. Ehrlich. Harcourt Brice Joranovich, New York.
I. Kanestrøm: Forurensning og atmosfærens temperatur. FFV 15, 1. (1972).
M. King Hubburt: The Energy Resources of the Earth, Scientific American 60, 224 (1971).
C. Starr: Energy and Power, Scientific American 36, 224 (1971).
C. M. Summers: The Conversion of Energy, Scientific American, 148, 224 (1971).

Nikolas Kopernikus

1473 — 1543

K. J. Knutsen

Nikolas Kopernikus ble født 19. februar 1473 i Torun i Polen. (Kopernikus er en latinisert skrivemåte for Koppernigh.) Da Kopernikus var 10 år gammel, døde hans far, og han ble adoptert av en onkel som var prest. Man har kun et overfladisk kjennskap til hans livsløp. Man vet at han 18 år gammel begynte å studere ved universitetet i Krakow med tanke på å bli prest. Universitetet i Krakow hadde et godt ry, så dit kom det studenter fra flere europeiske land. Studentenes felles språk var som bekjent latin. Kopernikus fulgte forelesninger i astronomi, geometri, geografi og filosofi. Astronomi og geografi hadde på dette tidspunkt fått stor betydning for skipsfarten. Man trengte astronomiske tabeller og kart til å navigere etter.

Det var vanlig at studentene dro fra universitet til universitet. Så det var ikke noe uvanlig i at Kopernikus besøkte det juridiske fakultet i Bologna og universitetet i Padua, før han tok juridisk doktorgrad ved universitetet i Ferrara.

Han dro så hjem til Polen, men etter en tid reiste han tilbake til Padua; denne gangen for å studere ved det medisinske fakultet. Kombinasjonen astronomi og medisin var ikke så merkelig omkring år 1500. Man trodde nemlig at mennesket ble påvirket av himmellegemene både psykisk og fysisk. (Etter ukebladene å dømme ser dette ut til å være en utbredt oppfatning også i dag.)

I 1506 vendte Kopernikus tilbake til Polen for å hjelpe sin onkel som nå var blitt gammel og skrøpelig. Her fortsatte han sine studier, og foretok observasjoner som skulle komme ham til nytte senere. Da onkelen døde, tiltrådte Kopernikus som domherre ved Frauenberg domkirke. Her ble han resten av sitt liv. Han fortsatte med sine observasjoner, og benyttet et tårn på forsvarsmuren rundt domkirken som observatorium. Kopernikus kan vel ikke sies å ha vært noen stor eksperimentator. Selv om de målingene han foretok nok var mere nøyaktige enn de som var foretatt av arabere og grekere mer enn 1500 år tidligere, var det i alt overveiende grad teorier og ikke eksperimenter som førte til det nye verdensbilde. Mange går så langt som å karakterisere Kopernikus' arbeider som begynnelsen til den moderne vitenskap. (Det bør tilføyes at det geosentriske verdensbilde i lang tid hadde hatt sine motstandere. Aristarchus f.eks. som levde i andre århundre før Kristus, hevdet at jorden roterte om sin egen akse i løpet av 24 timer, og at solen var sentrum i et uendelig univers.)

Det var den tyske matematikeren Rhetikus som fikk Kopernikus til å publisere. De Revolutionibus Orbium Coelestium (Himmellegemenes baner) i 1542. Verket ble tilegnet paven, og en kardinal bar trykningsutgiftene. Det er lite trolig at Kopernikus var seg bevisst hvilket genialt trekk dette i virkeligheten var for å unngå vanskeligheter med kirken. I Himmellegemenes baner finner man det moderne verdensbildet med sola i sentrum og planetene kretsende omkring den. Kopernikus hevdet at himmellegemene beveget seg i sirkler eller i baner som er sammensatt av sirkler. Dette var nok den største mangel ved systemet, og det kan vel neppe sies at Kopernikus' argumenter mot

det Ptolemeiske system var helt overbevisende. For å skaffe det avgjørende bevis måtte det som bekjent en Kepler til. Men Kopernikus kunne på en overbevisende måte forklare hvordan årstidene fremkom, og han hadde laget tabeller slik at man kunne forutsi planetenes bevegelser. Disse forutsigelsene var så nøyaktige at den gregorianske kalender som ble satt opp på grunnlag av disse, ble mere nøyaktig enn tidligere kalendere. Systemet var på langt nær fullkomment. Det store er at han våget å se på naturen med egne åpne øyne, ubundet av den tradisjonelle tenkemåte.

Kirken brydde seg lite om Kopernikus' arbeider. Det ble først bannlyst etter at Bruno hadde påpekt hvilke konsekvenser de hadde for kirkens doktrine. Bannlysningen ble først opphevet i 1822.

Som for de fleste vitenskapsmenn i tidligere tider spente også Kopernikus' interesser over flere felter. Han gikk f.eks. inn for å bringe orden i det kaotiske polske pengesystem ved å foreslå at alle polske stater skulle ha felles myntenhet. Forslaget møtte sterk motstand, og førte ikke til noe resultat.

Kopernikus døde 24. mai i 1543.

Det er noe underlig i dag å tenke på de stridigheter som fulgte p.g.a. Kopernikus' arbeider om hvorvidt det heliosentriske system eller det geosentriske system var det viktigste. De er jo som bekjent riktige begge to. I det heliosentriske system er det solen som er valgt som origo. I det geosentriske system er det jorden. Det første system har den fordel at beskrivelsen av det som skjer blir enklere.

Bøker

Ralph Baierlein: Atoms and Information Theory. An Introduction to Statistical Mechanics. W. H. Freeman and Company. San Francisco 1971.

Boken er en innføring i elementær statistisk mekanikk fra et informasjonsteoretisk synspunkt. Den gir en forholdsvis omfattende fremstilling av det prinsipielle grunnlag for dette synspunkt og fører frem til etablering av den kanoniske sannsynlighetsfordeling. Denne danner grunnlaget for den videre behandling av den statistiske mekanikk etter tradisjonelle linjer med hovedvekt på utledning av Maxwell-Boltzmanns, Fermi-Diracs og Bose-Einsteins fordelingslover og deres anvendelser. Forbindelsen med termodynamikken behandles kort i et appendiks.

Boken er velskrevet og utførlig i de emner den omhandler. Spesielt gjelder dette behandlingen av det prinsipielle grunnlag for det informasjonsteoretiske synspunkt. Det sentrale problem i denne forbindelse er muligheten for å kvantifisere på en objektiv måte begrepet «grad av rimelig tro» til tross for at dette begrep er en prinsipielt ikke målbar størrelse. Problemområdet kan ikke sies å være lett tilgjengelig og er gjenstand for en omfattende litteratur som neppe kan sies å ha ført til noen endelig konklusjon. Bokens behandling støtter seg på Richard T. Cox' bok, «The Algebra of Probable Inference» og opptar et hundre sider, hvilket imidlertid ikke er tilstrekkelig til å gi leseren et grunnlag for en selvstendig vurdering. Boken er likevel en god introduksjon for en som ønsker å sette seg inn i det informasjonsteoretiske synspunkt på den statistiske mekanikk.

En vurdering av bokens egnethet som lærebok i et inføringskurs i statistisk mekanikk vil rimeligvis avhenge av ens prinsipielle forhold til det informasjonsteoretiske synspunkt. Det er anmelderens oppfatning at dette synspunkt tilslører vesentlige, fysikalske antagelser i den statistiske mekanikk, og at disse enklest lar seg formulere på grunnlag av den tradisjonelle frekvenstolkning av sannsynlighetsbegrepet. Vi anser det derfor tvilsomt hvorvidt det informasjonsteoretiske synspunkt fører til noen dypere innsikt i statistisk mekanikk enn det tradisjonelle, og vil av den grunn nøle med å anbefale boken som eneste lærebok i et innføringskurs. Den vil imidlertid utvilsomt være stimulerende og tankevekkende som supplerende lesning i en slik sammenheng.

K. Vøyenli

E. W. Lund: Allmenn kjemi. Universitetsforlaget, 1971.

Med boken «Allmenn kjemi» har Einar Wang Lund gitt et vektig bidrag til kjemilitteratur på norsk. Forfatteren tar sikte på å gi en framstilling av de viktigste grunnbegrepene innen kjemi, og det ser ut til at han har lyktes med dette.

Boken kan ikke betegnes som noen lærebok for gymnas. Til det er den for omfattende og teoretisk. Men stoff fra boka kan anvendes til utdypning av spesielle emner for interesserte elever. For lærerne vil den kunne egne seg til faglig oppfriskning og fornying.

For grunnfagstudenter vil boken kunne være et utmerket supplement, da den omhandler de basale emnene i kjemi. Et pluss er de mange øvelsesoppgaver knyttet til hvert enkelt kapitel. Svar på disse finner en bakerst i boka.

Noe jeg savner er litteraturhenvisninger til fundamentale eksperimenter vedrørende de fenomener og lovmessigheter boka omhandler.

Noen av kapitlene i den første del av boka virker litt for tettskrevne. Det er lite med rom mellom matematiske uttrykk, reaksjonsligninger og tekst. (Jeg tenker da spesielt på kapitlene 1, 2, 3, 5 og 6.) I de øvrike kapitlene er teksten også sammenpresset, men her letter mange og tildels store, figurer på dette inntrykket.

Helhetsinntrykket av boka er at den er et solid stykke arbeide, og vel verdt sin pris, kr. 72,—.

K. B. Jenssen

Laboratorium for fysikk-undervisning

S. Sjøberg

Laboratorium for Fysikkundervisning ved Fysisk institutt ved Universitetet i Oslo har nå vært i virksomhet omtrent et år. Vi finner det riktig at vi nå presenterer oss selv på en litt grundigere måte.

Universitetenes interesse for den faglige utvikling i norsk skoleverk har aldri vært spesielt stor. Dette gjelder generelt de fleste fag, deriblant også faget fysikk.

Den påvirkning som har skjedd, har stort sett vært preget av enkeltpersoner som har latt seg engasjere; noen organisert, formell kontakt har ikke eksistert, og hverken skoleverk eller universitet har gjort store forsøk på å utvikle noe slikt samarbeid.

Høsten 1969 ble det av Otto Øgrim tatt et initiativ for å få etablert et samarbeid i faget fysikk.

Etter et diskusjonsmøte hvor en rekke interesserte parter deltok, ble det nedsatt en komité, som i januar 1970 kom med sin innstilling hvor konkrete planer til et Laboratorium for Fysikkundervisning ble skissert.

Gjennom KUD ble innstillingen sendt til uttalelse hos de organer man antok hadde interesse for prosjektet. Uttalelser kom bl.a. fra Forsøksrådet, Gymnasrådet, Folkeskolerådet, Pedagogisk Seminar, Lærerutdanningsrådet og Norsk Lektorlag. Samtlige reaksjoner var meget positive.

I august 1971 ble Laboratorium for Fysikkundervisning opprettet med Svenn Lilledal Andersen og Svein Sjøberg som personale, godt hjulpet av flere av instituttets lærere.

Laboratoriet har således vært i virksomhet i omtrent ett år. Trass i at en betydelig del av tiden har gått med til å prøve å etablere en økonomisk basis, har vi allerede kommet i gang med arbeid på en rekke felter.

Det følgende er en summarisk oversikt over noe av det som er gjort.

Laboratoriet har overtatt den hittil nokså uorganiserte omvisertjeneste ved instituttet. Flere alternative program for besøkende skoleklasser er lagt opp. I programmet inngår en omvisning ved forskningsgruppene samt demonstrasjoner og øvelser i undervisningslaboratoriene. Enkelte klasser har der selv fått utføre modifiserte utgaver av de ordinære studentøvelsene. Vi har ved hjelp av spørreskjemaer til elevene prøvd å finne fram til det best mulige faglige og pedagogiske opplegg.

Vi har flere motiver for en slik virksomhet. Et av dem er å drive god propaganda for faget fysikk, hvilket opplagt vil stimulere rekrutteringen.

Et annet motiv, spesielt for laboratorieøvelsene, er at det har stor betydning for et samarbeidsprosjekt vi har med Forsøksrådet for Skoleverket. Laboratoriet har påtatt seg å utvikle en del elevøvelser for gymnaset som er av større omfang og varighet og som trenger dypere inn i stoffet enn de tradisjonelle 2-timers øvelsene. Til gjengjeld finansierer Forsøksrådet deler av den apparatur og litteratur som er nødvendig for vår virksomhet.

Laboratoriet skal også hjelpe Forsøksrådet med den faglige side av en kongress for fysikklektorer fra landets reformgymnas.

Forsøksrådet har nylig opprettet en såkalt referansegruppe som arbeider med revisjon av leseplaner i fysikk for gymnaset. Gjennom Laboratorium for Fysikkundervisning er universitetet for første gang blitt direkte representert i et slikt utvalg, med de muligheter for faglig påvirkning dette gir.

Vi har fra Gymnasrådet fått en oppgave av samme karakter som den avtale vi har med Forsøksrådet:

Det hersker i skolen i dag stor usikkerhet når det gjelder bruk av ioniserende og annen helsefarlig stråling, så som radioaktive kilder, røntgenapparatur og laser. De sikkerhetsbestemmelser som gjelder, er foreløpig uoversiktlige, og det krever mye arbeid å trenge gjennom dem.

Det Gymnasrådet ber om, er forslag til øvelser og demonstrasjoner som både kan anses som faglig og pedagogisk riktige, og som samtidig automatisk oppfyller sikkerhetskravene. Til gjengjeld har vi fra Gymnasrådet fått finansiell støtte til å løse denne oppgaven.

Skal laboratoriet ha noen begrunnet oppfatning om leseplaner, lærebøker og pensa, er det nødvendig at dette studeres grundig. Vi er i gang

Utdrag av foredrag holdt av Svein Sjøberg på Fysikermøtet i Tromsø sommeren 1972.

med analyse av lærebøker for de forskjellige alderstrinn.

Laboratoriet er også representert i den forskningsgruppe som ledes av dosent Bjørndal ved Pedagogisk institutt, og som arbeider med fornying av naturfaglig undervisning i grunnskolen. Den tverrfaglige kontakt som derved oppstår mellom pedagoger, fysikere og aktive lærere anser vi har stor betydning.

I tillegg til det gode samarbeid i Norge, har vi også tatt kontakt med personer og institusjoner som arbeider med beslektede problemer i utlandet. Vi har lært mye av besøk ved Universitetet og Den Tekniske Højskolen i København, Lärarhögskolan i Göteborg og Institut für die Pädagogik der Naturwissenschaften i Kiel. Vi besøkte også læremiddelmessen Didacta i Hannover og har deltatt i kurs som arrangeres av læremiddelprodusenter.

Laboratoriet har allerede etablert kjernen til et bibliotek. Alle norske forlag har stilt sine lærebøker til disposisjon. I tillegg har vi innkjøpt nyere utenlandsk læreboklitteratur, bøker i pedagogikk og læringspsykologi, fysikkdidaktikk og beslektede emner. Vi abonnerer også på en del skoletidsskrifter og publikasjoner for fysikk og fysikkundervisning.

I biblioteket finnes også kataloger over det meste av tilgjengelig kommersielt demonstrasjons- og elevøvingsutstyr som tilbys norske skoler.

Vi anser kanskje denne utstyrsmessige siden som noe av det viktigste, og det er vel her vi har gjort mest foreløpig.

Fysikk er antakelig det fag i skolen som krever størst investering i slikt materiell. Det står i dag utstyr for betydelige beløp ubrukt ved en rekke skoler. Det er flere grunner til dette:

1. Utstyret er uegnet i undervisningen.
2. Lærerne er ukjent med bruken av det.
3. Det er tildels meget vanskelig å få utført selv ubetydelige reparasjoner.

En del av skolenes innkjøp skjer av og til tilfeldig; det kan være ufullstendige kataloger eller som resultat av besøk av en dyktig selger.

Det finnes i dag ikke noe organ som uavhengig av kommersielle interesser kan gi brukerne råd og veiledning.

Vi har, delvis i forbindelse med våre oppdrag for Forsøksrådet og Gymnasrådet, gått gjennom store deler av det materiell som tilbys skolene. Det er blitt stadig klarere for oss hvor nødvendig det er for skolene at de får et uavhengig, sakkyndig organ de kan rådføre seg med. Vi har allerede nå publisert noen artikler om dette arbeidet i skoletidsskrifter, og reaksjonen viser klart hvor stort behovet er.

Vi har nylig publisert vår første sammenliknende forbrukerundersøkelse i tidsskriftet Den Høgre Skolen. Et apparat som laseren er i ferd med å få innpass i undervisningen, men selv relativt nyutdannede hovedfagfysikere har liten eller ingen greie på pris, kvalitet o. l. Vi har derfor tatt for oss nettopp laseren som instrument og samtidig laget forslag til demonstrasjoner og materiell som er egnet til undervisning i både geometrisk og fysisk optikk.

Uvisst av hvilken grunn, har audiovisuelle hjelpemidler som f.eks. film aldri slått helt gjennom i skolen, i alle fall ikke i fysikkundervisningen. Vi har etablert et godt samarbeid med Statens Filmsentral. Vi har i første rekke konsentrert oss om korte undervisningsfilmer. (3–5 minutters 8 mm «film loops») for å se hva som bør anvendes i norsk skole.

Vi har også hatt besøk av prosjektlederne for matematikk og fysikk i den svenske TRU-komitéen, dvs. Komitéen for Televisjon og Radio i Utbildningen. TRU er vel den instans i hele Europa som har mest erfaring på dette område, riktignok meget dyrt kjøpt erfaring.

I forrige semester deltok vi i flere etter- og videreutdanningskurs for lærere og lektorer.

Vi har planer om å sette i gang egne kurs så snart vi anser oss som kompetente og har fått det nødvendige utstyr. Ellers har vi god kontakt med landsseksjonen for fysikk/kjemi i Norsk Lektorlag, og samarbeider med dem om konkrete planer for etterutdanningskurs.

Det er viktig at det ikke bare arbeider fagfysikere i prosjektet, men at det knyttes aktive skolefolk til det. Oslo Skolestyre har gitt en lektor permisjon for å kunne arbeide ved laboratoriet, og i dette skoleåret har Kåre Lunde denne stillingen. Også Pedagogisk senter i Oslo vil knytte en stilling til prosjektet, slik at vi også får med en lærer som kjenner grunnskolens og ungdomsskolens problemer.

Som det framgår av det som er nevnt, tar vi særlig sikte på å påvirke utviklingen av fysikkundervisningen i våre forskjellige skoleslag. Allerede etter ett år står det klart for oss at behovet for en slik institusjon er meget stort og at oppgavene er både mange og interessante.

Ikke desto mindre tror vi at virksomheten også vil få betydning for universitetet selv. Vi tror at det er sunt og riktig at det ved Universitetenes fysiske institutter blir drevet en diskusjon om undervisningsmetoder, læremidler, lærebøker og leseplaner.

Studentene er foreløpig den gruppe som har fattet størst interesse for dette.

I forrige semester ble det arrangert et åpent møte om fysikkundervisningens mål og metode, og i dette semester skal det holdes et møte hvor fagplaner og lærebøker skal diskuteres. Ett av våre framtidsmål er å lage et kurs i fysikkdidaktikk og demonstrasjonsteknikk for instituttets studenter, spesielt for de som skal ut i undervisning.

Det er i denne artikkelen i vesentlig grad lagt vekt på rent praktiske oppgaver. I tillegg til dette har vi tenkt å drive forskning i grensefeltet mellom fysikk og pedagogikk, men vi har ikke tenkt å se de praktiske oppgavene separat fra de forskningsbetonte.

Ved løsning av konkrete oppgaver vil vi få verdifulle informasjoner som vil kaste lys over de mere teoretiske problemer vi arbeider med. I stedet for å stå utenfor det system vi ønsker å undersøke og i minst mulig grad vekselvirke med det, går vi inn i systemet for å forandre det. Samtidig avgir systemet informasjon. Den informasjon man får på denne måten er ofte svært forskjellig fra den man ellers ville få. Skal man være så pretensiøs å kalle dette for en forskningsmodell, så likner den en del på det man innen samfunnsfagene kaller «aksjonsforskning». Metoden skiller seg utvilsomt sterkt fra den etablerte naturvitenskapelige.

Vi har møtt en del kritikk som går ut på at det ikke er ren fysikk vi arbeider med. Det kan være — vi *måler* jo ingen ting.

Andre hevder at det heller ikke er pedogogikk. Det kan også være — det vi arbeider med er jo konkrete, praktiske oppgaver.

Det er vel alltid vanskelig å starte på noe kvalitativt nytt, noe som faller utenfor veletablerte skillelinjer, både faglig og administrativt.

Bøker

Samuelsen, E. J., Andersen E., Feder, J. (ed.), Structural Phase Transitions and Soft Modes. Universitetsforlaget 1971. 422 s.

I april 1971 ble det holdt et Advanced Study Institute på Bardøla Hotel, Geilo, etter initiativ av T. Riste. Emnet for møtet var «Strukturelle faseoverganger og Soft Modes». Boken inneholder de inviterte forelesningene og de anmeldte seminarene som ble holdt.

De i alt 21 bidragene dekker den eksperimentelle og teoretiske situasjon forskningsfeltet befant seg i våren 1971.

Selv om begrepet Soft Mode kan føres tilbake til 1960 og idéen kan hende til 1940, er det først i de siste 5—7 årene at studiet og identifiseringen av en soft mode ved en strukturell faseovergang har blitt intensivert. Boken er derfor den første samlete framstilling av emnet og vil sikkert få en sentral plass i tiden framover for forskere innen feltet. Det er god balanse mellom de sju generelle teoretiske bidragene og de resterende. De tar for seg teoretiske og eksperimentelle sider ved de mest brukte eksperimentelle metodene ved studiet av strukturelle faseoverganger. Referanselistene er relativt fyldige. Spesielt nyttig vil sikkert en bibliografi bli, som J. M.Worlock har inkludert.

Metodene som er behandlet i boka er 1) nøytronspredning, 2) elektron paramagnetisk resonans (EPR), 3) kjernespinnresonans (NMR) og kjernekvadrupolresonans (NOR), 4) ultralydmålinger, og 5) lysspredning (Ramaneffekt).

Det er umulig å omtale de enkelte bidragene. Jeg har allikevel lyst til å trekke fram en ting. Inntil denne konferansen trodde man den strukturelle faseovergangen i $SrTiO_3$ ved 105 K var forstått. I et seminar redegjør T. Riste, E. J. Samuelsen og K. Otnes for et eksperimentelt arbeide som reiser et fundamentalt spørsmål ved selve dynamikken i faseovergangen. De finner at det i tillegg til de normale eksitasjonene bygger seg opp en sentral mode ved faseovergangen. Er denne moden generell for alle 2. ordens faseoverganger, antyder de her en mulighet for en forklaring på hva mange kaller universialiteten i de kritiske eksponentene observert ved 2. ordens faseoverganger.

Bjørn Berre

E. J. Saletan og A. H. Cromer: Theoretical Mechanics, 375 s. John Wiley & Sons Inc. 1972. Oppgitt pris £ 7.

Det er i det senere kommet mange lærebøker i klassisk mekanik, men denne bringer noget som mangler i alle de vanligst brukte tekstene f.ex. Goldsteins — nemlig det gruppeteoretiske underlag. Den klassiske mekaniken var oprinnelsen til Lies teori og byr fremdeles på den letteste innføring i disse metoder som er så viktige i moderne fysik.

Bokens sikte er mere en nøiaktig utvikling av teorien enn en rikholdig samling av anvendelser. Exemplene er bare gitt i form av opgaver ved slutten av hvert kapitel. På den måten har det vært mulig å dekke Lagrangesk og Hamiltonsk formulering av mekaniken for Massepunkter, Stive legemer og Felter meget fullstendig uten at boken er blitt stor. Særlig er Transformasjonsteorien med hjelp av metodene fra kontinuerlige grupper gjort meget bedre enn i andre bøker.

Om studiet av klassisk mekanik har P. Bergmann sagt: «I believe that quantum mechanics cannot be taught to an intelligent person as a physical theory unless it has been preceeded by a pretty sophisticated course in classical analytic mechanics.»

Denne boken her er vel ikke av de mest omfattende, men den bør være godt egnet til mekanikpensum for teoretisk fysik som hovedfag.

Harald Wergeland

Optisk koherensteori

Kjell Gåsvik

1. Matematisk innledning

Teksten i dette avsnitt må ikke betraktes som noen matematisk stringent utledning. Den er bare ment å gi de som ikke måtte være fortrolig med begreper som Fouriertransformasjoner, spektralfordelinger, etc. en slags intuitiv forståelse av hva begrepene inneholder.

En monokromatisk bølge beskrives matematisk som en ren harmonisk svingning:

$$V^R(P, t) = A\cos(2\pi\nu_0 t - \varphi)$$

hvor $V^R(P, t)$ er utsvinget i punktet P ved tiden t, A er maksimal amplitude, ν_0 er frekvensen og φ er fasen som er bestemt av de faste geometriske forhold og optiske veilengder. Vi vil her benytte oss av kompleks beskrivelse slik at utsvinget i punktet P ved tiden t er assosiert med den komplekse størrelsen

$$V(P, t) = A\exp(i2\pi\nu_0 t - i\varphi) \qquad (1)$$

Det reelle, fysikalske utsving blir da realdelen av V(P, t)

$$V^R(P, t) = \mathrm{Re}\{V(P, t)\}$$

V(P, t) blir gjerne kalt det analytiske signal. Vi ser foreløbig bort fra den romlig avhengige fasen φ og skriver

$$V(t) = A\exp(i2\pi\nu_0 t)$$

Hvis feltet består av to komponenter $V_1(t)$ og $V_2(t)$ med forskjellige frekvenser ν_1 og ν_2, vil det totale felt bli lik:

$$V(t) = V_1(t) + V_2(t) = A_1\exp(i2\pi\nu_1 t) + A_2\exp(i2\pi\nu_2 t)$$

og mer generelt hvis vi har N forskjellige frekvenser:

$$V(t) = \sum_{N=1}^{N} A_n\exp(i2\pi\nu_n t) \qquad (2)$$

Hvis vi ikke lenger har N distinkt forskjellige frekvenser, men en jevn, kontinuerlig fordeling av alle mulige frekvenser vil summen i lign (2) gå over til et integral:

$$V(t) = 2\int_0^\infty S(\nu)\exp(i2\pi\nu t)d\nu \qquad (3)$$

hvor vi har erstattet amplituden A_n, lign (2) med funksjonen $S(\nu)$ som vi kan si beskriver med hvilken amplitude eller vekt frekvensen ν bidrar med til feltet. Integralet går fra 0 til ∞, da vi i det generelle tilfelle kan ha frekvenser i hele dette området. Matematisk kan det videre vises at

$$S(\nu) = \int_{-\infty}^{\infty} V(t)\exp(-i2\pi\nu t)\,dt \qquad (4)$$

Vi sier at V(t) og $S(\nu)$ danner et Fouriertransformasjonspar. $S(\nu)$ er den Fouriertransformerte av V(t) (lign(4)), og V(t) er den invers-fouriertransformerte av $S(\nu)$ (lign(3)).

Hvis vi bare har en enkelt frekvens ν_0 med amplitude lik 1, blir $S(\nu)$ lik den såkalte deltafunksjonen $\delta(\nu - \nu_0)$. Da er

$$V(t) = 2\int_0^\infty \delta(\nu - \nu_0)\exp(i2\pi\nu t)\,d\nu = \exp(i2\pi\nu_0 t)$$

Grovt kan vi si at $\delta(\nu - \nu_0)$ når den står under det bestemte integral fra $-\infty$ til ∞, har den egenskap at svaret gis ved å sette den variable ν lik ν_0 i resten av integranden.

Vi innfører så intensitetsspektret som er gitt ved

$$I(\nu) = |S(\nu)|^2$$

$I(\nu)d\nu$ kan interpreteres som intensiteten i frekvensintervallet mellom ν og $\nu + d\nu$. Den totale intensitet blir da:

$$I_{tot} = 4\int_0^\infty I(\nu)\,d\nu$$

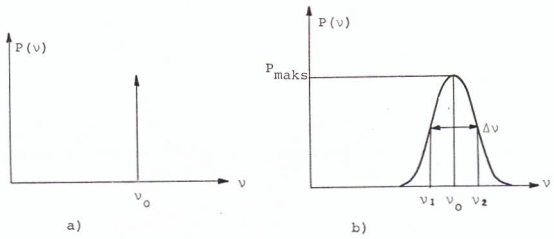


Fig. 1

Cand.real. Kjell Gåsvik er vitenskapelig assistent ved Institutt for Almen fysikk, Universitetet i Trondheim, N.T.H.

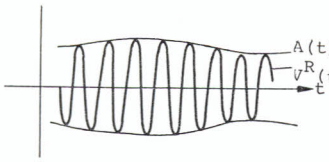


Fig. 2
Variasjonen i A(t) betydelig overdrevet

Ut fra dette definerer vi den spektrale fordelingsfunksjon P(ν) som

$$P(\nu) = I(\nu)/I_{tot}$$

For et monokromatisk felt vil vi altså ha at $P(\nu) = \delta(\nu - \nu_0)$. På fig. 1a har vi tegnet inn denne, og på fig. 1b en mer realistisk fordelingsfunksjon. Her har vi ikke lenger bare en enkelt frekvens, men en fordeling av flere frekvenser omkring en midlere frekvens ν_0. Karakteristisk for denne fordeling er frekvensintervallet $\Delta\nu = \nu_2 - \nu_1$, hvor vi har f.eks. $P(\nu_1) = P(\nu_2) = P_{max}/e$ (e er Eulers tall).

Nå kan det vises at dersom forholdet $\Delta\nu/\nu_0$ er lite (dvs. smal spektralfordeling) kan vi analogt med lign (1) skrive feltet som

$$V(P, t) = A(t) \exp(i2\pi\nu_0 t - i\varphi(t)) \qquad (5)$$

hvor nå A(t) og $\varphi(t)$ er sakte varierende funksjoner av t sammenlignet med $\exp(i2\pi\nu_0 t)$. Dette er illustrert på fig. 2 hvor A(t) danner en sakte varierende omhyllingskurve omkring de hurtige oscillasjonene og hvor $\varphi(t)$ beskriver et sakte varierende avvik fra en ren cosinussvingning. For vanlige termiske kilder kan forholdet $\Delta\nu/\nu_0$ reduseres til verdier av størrelsesorden $10^{-2} - 10^{-3}$ ved hjelp av fargefiltre eller andre frekvensfiltre. Verdier på $10^{-7} - 10^{-8}$ er typiske for lasere. For termiske kilder uten filtre blir forholdet $\Delta\nu/\nu_0$ meget større. Da vil A(t) og $\varphi(t)$ variere meget hurtig og tilfeldig og lign (5) gir ikke lenger noen fruktbar beskrivelse av feltet. Når forholdet $\Delta\nu/\nu_0$ er lite ($\ll 1$), sier man at feltet er kvasimonokromatisk.

Uten å gå inn på den matematiske utledning skal vi til slutt nevne to karakteristiske egenskaper ved Fouriertransformasjonen. Den første egenskap er illustrert på fig 3 hvor vi som

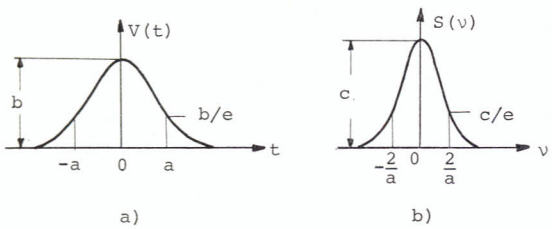


Fig. 3

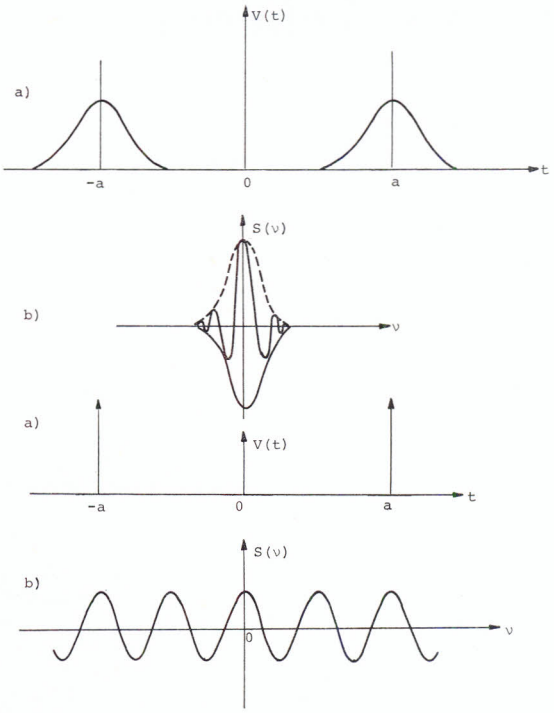


Fig. 4 og 5

eksempel har tegnet V(t) som en Gaussfunksjon (fig 3a) og hvor S(ν) blir en annen Gaussfunksjon, fig 3b. Bredden av V(t) er lik $\Delta t = 2a$ og bredden av S(ν) er lik $\Delta\nu = 4/a$, slik at produktet $\Delta t\,\Delta\nu = 8$ er lik en konstant. Denne egenskap som altså innebærer at en forbredning av V(t) medfører en sammenpressing av S(ν) (og omvendt) er en generell egenskap ved Fouriertransformasjonspar. Fysikalsk kan vi si at V(t) representerer en lyspuls, og jo kortere (lengre) denne pulsen er jo flere (færre) frekvenser må vi ta med for å representere V(t) ved lign. (3). Når V(t) er en «deltapuls» (uendelig kort puls) blir frekvensspektret uendelig bredt, dvs. at vi må ta med alle frekvenser fra 0 til ∞ for å representere en slik puls.

Den andre egenskap er illustrert på fig 4. Her består V(t) av to identiske funksjoner som ligger i en avstand 2a fra hverandre (fig 4a). Den transformerte blir en cosinusfunksjon som har den stiplede funksjon som omhyllingskurve (fig 4b). Omhyllingskurven er helt enkelt den vi ville få som den transformerte hvis bare den ene av de to identiske funksjonene på fig a hadde stått alene. Frekvensen på cosinusfunksjonen blir lik a og er altså bare avhengig av avstanden mellom de to funksjonene. Et spesialtilfelle er vist på fig 5 hvor de to identiske

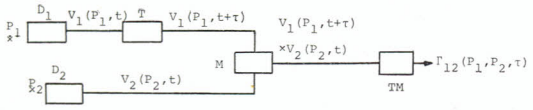


Fig. 6

funksjonene er krympet sammen til δ–funksjoner. Da blir den transformerte en ren cosinusfunksjon som vi kan si har en omhyllingskurve lik konstanten 1.

Vi har her brukt tiden t og frekvensen ν som såkalte konjugerte variable. Disse kan imidlertid også være andre størrelser. I optikken har vi dessuten ofte bruk for Fouriertransformasjonen i to dimensjoner.

2. *Definisjon av koherensfunksjonen*

Ordet koherens kommer av det latinske cohaerens som betyr sammenheng. Når man snakker om koherens i forbindelse med elektromagnetisk stråling mener man sammenhengen eller korrelasjonen mellom de feltvariable i flere punkter til forskjellige tider i strålingsfeltet.

Vi skal i denne artikkel begrense oss til bare å behandle såkalt annen ordens koherensteori, dvs vi skal bare betrakte korrelasjonen mellom to rom-tidspunkter i strålingsfeltet. Det kan vises at sålenge feltet stammer fra termiske kilder (dvs lysende stoffer eller gassutladninger) er annen ordens korrelasjonsfunksjoner tilstrekkelig for beskrivelse av annen – så vel som høyere ordens effekter. Vi skal videre begrense oss til skalær teori, dvs vi antar at feltet er lineærpolarisert eller at vi bare betrakter en komponent av feltet.

Vi vil nå tenke oss et ideelt eksperiment som antydet på fig 6. D_1 og D_2 er to detektorer som registrerer feltet i punktene P_1 og P_2. Vi bryr oss foreløbig ikke om hvorfra dette feltet har sitt opphav, men vi kan tenke oss at det stammer fra en kilde eller en fordeling av kilder som sender ut kontinuerlig elektromagnetisk stråling, D_1 og D_2 vil da registrere feltvariasjonene $V^R_1(P_1, t)$ og $V^R_2(P_2, t)$ henholdsvis. Vi tenker oss så at D_1 og D_2 omdanner feltvariasjonene til elektriske signal lik de tilhørende analytiske signal $V_1(P_1, t)$ og $V_2(P_2, t)$ henholdsvis. $V_1(P_1, t)$ føres så gjennom en «boks» T som forsinker signalet en tid τ slik at vi ut av denne får $V_1(P_1, t + \tau)$. Så går begge signaler til en boks M som vi kan kalle multiplikator. Her blir $V_2(P_2, t)$ komplekskonjugert og multiplisert med $V_1(P_1, t + \tau)$. Ut kommer så produktet $V_1(P_1, t + \tau)V^*_2(P_2, t)$ som videre føres til en boks TM hvor dette produkt midles over tiden. Endelig får vi så ut størrelsen:

$$\Gamma_{12}(P_1, P_2, \tau) = \langle V_1(P_1, t + \tau)\, V^*_2(P_2, t)\rangle \quad (6)$$

hvor $\langle \ldots . \rangle$ betegner tidsmidlingen. Matematisk har vi at

$$\langle V(P, t)\rangle = \lim_{T\to\infty} (1/2T) \int_{-T}^{T} V(P, t)dt$$

$$= \int_{-\infty}^{\infty} V(P, t)dt \quad (7)$$

Det siste likhetstegn setter visse krav til V(P, t) som vi ikke skal gå inn på her. Vi vil i det følgende anta at disse er oppfylt. Uttrykket på høyre side av lign. (6) er det vi matematisk mener med en korrelasjon og størrelsen $\Gamma_{12}(P_1, P_2, \tau)$ kalles den komplekse, gjensidige koherensfunksjon og er altså et mål for korrelasjonen mellom de feltvariable i punktene P_1 og P_2.

3. *Koherensfunksjonenes betydning og målbarhet*

Vi har ved hjelp av vårt tenkte, ideelle eksperiment klart å etablere en operasjonell definisjon av en tilsynelatende oppkonstruert størrelse som vi i det følgende må se på den nærmere betydning av. For det første ville vårt eksperiment kunne realiseres i radiobølgeområdet hvor øyeblikksverdier av amplitudene kan måles, men ved optiske frekvenser er dette umulig. Dette p.g.a. at det ikke finnes detektorer som klarer å følge de hurtige svingninger (av størrelsesorden $10^{14} - 10^{15}$ Hz) som vi har i dette bølgelengdeområdet. Men vi har en annen indirekte metode, kjent fra optikken som Youngs forsøk, til å måle vår størrelse på. Denne metode er antydet på fig 7 hvor vi i feltet fra kilden Σ har introdusert en skjerm S med to små hull («pinhull») i punktene P_1 og P_2. Disse tilsvarer punktene P_1 og P_2 på fig 6. Hvis disse hullene er små nok, sier den skalære diffraksjonsteori oss at feltet i punktet p (på en skjerm S') er proporsjonal med summen av feltene i P_1 og P_2.

Altså

$$V(p, t) = C_1\, V_1(P_1, t + \tau) + C_2 V_2(P_2, t)$$

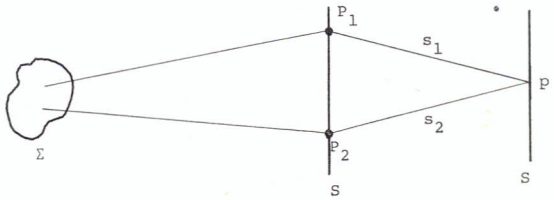


Fig. 7

hvor τ er gitt ved tidsforskjellen som lyset bruker fra P_1 til p og fra P_2 til p:

$$\tau = (s_1 - s_2)/c$$

hvor c er lyshastigheten. Intensiteten i punktet p blir da:

$$I(p, t) = |V(p, t)|^2 = |V_1(P_1, t + \tau)|^2 + |V_2(P_2,t)|^2 + V_1(P_1, t + \tau)V^*_2(P_2, t) + V^*_1(P_1, t+\tau)V_2(P_2, t)$$

hvor C-ene er satt lik 1 eller absorbert inn i V-ene.

Som nevnt vil det alltid være tidsmidlet vi registrerer enten vi bruker øyet eller en annen detektor til å registrere intensitetsfordelingen. Det vi observerer blir derfor:

$$I(p)=\langle I(p,t)\rangle=\langle|V_1(P_1,t+\tau)|^2\rangle+\langle|V_2)P_2,t)|^2\rangle + \langle V_1(P_1, t+\tau)V^*_2(P_2, t)\rangle + \langle V^*_1(P_1, t+\tau)V_2(P_2, t)\rangle = I(P_1)+I(P_2)+2\mathrm{Re}\{\Gamma_{12}(P_1, P_2, \tau)\} \quad (8)$$

Hvor $I(P_1)=\langle|V_1(P_1, t+\tau)|^2\rangle=\Gamma_{11}(P_1, P_1, 0)$ er intensiteten ved p hvis bare hullet P_1 var åpent og $I(P_2)=\langle|V_2(P_2, t)|^2\rangle=\Gamma_{22}(P_2, P_2, 0)$ er intensiteten ved p hvis bare hullet P_2 var åpent. Lign (8) kan også skrives som:

$$I(p)=I(P_1)+I(P_2) + 2(I(P_1)I(P_2))^{1/2}\mathrm{Re}\{\gamma_{12}(P_1, P_2, \tau)\} \quad (9)$$

Hvor vi har satt

$$\gamma_{12}(P_1, P_2, \tau)=\Gamma_{12}(P_1, P_2, \tau)/[\Gamma_{11}(P_1, P_1, 0)\,\Gamma_{22}(P_2, P_2, 0)]^{1/2} = \Gamma_{12}(P_1, P_2, \tau)/[I(P_1)I(P_2)]^{1/2} \quad (10)$$

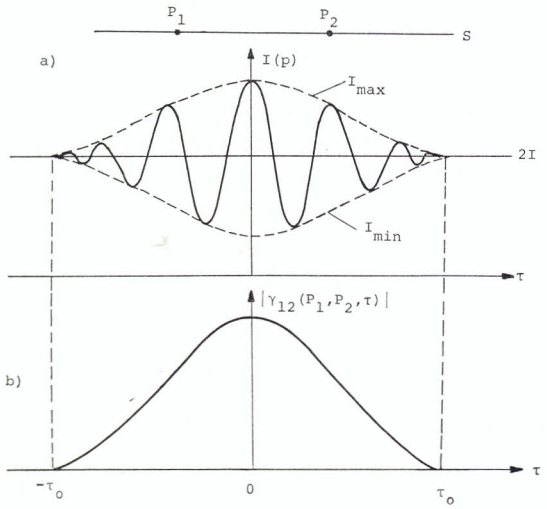


Fig. 8

Denne normering fører til at

$$0 \leq |\gamma_{12}(P_1, P_2, \tau)| \leq 1$$

Størrelsen $\gamma_{12}(P_1, P_2, \tau)$ kalles den komplekse koherensgrad.

La oss så se på hvordan disse uttrykkene vil ta seg ut for et realistisk optisk signal som beskrevet under lign (5). Vi får da:

$$V_1(P_1, t+\tau) = A_1(t+\tau)\exp(i2\pi\nu_0(t+\tau) - i\varphi_1(t+\tau))$$
$$V^*_2(P_2, t)=A_2(t)\exp(-i2\pi\nu_0 t + i\varphi_2(t))$$

Dette satt inn i lign (6) og lign (10) gir

$$\gamma_{12}(P_1, P_2, \tau)= \frac{\exp(i2\pi\nu_0\tau)\langle A_1(t+\tau)A_2(t)\exp[-i(\varphi_1(t+\tau) - \varphi_2(t))]\rangle}{[I(P_1)I(P_2)]^{1/2}}$$

Resultatet av denne integrasjon over tiden (jfr. lign (7)) kan vi skrive som

$$\gamma_{12}(P_1, P_2, \tau)=|\gamma_{12}(P_1, P_2, \tau)| \exp(-i(\alpha_{12}(P_1, P_2, \tau) - 2\pi\nu_0\tau)) \quad (11)$$

hvor det kan vises at etterson A(t) og $\varphi(t)$ varierer sakte sammenlignet med $\exp(i2\pi\nu_0 t)$ vil $|\gamma_{12}(P_1, P_2, \tau)|$ og $\alpha_{12}(P_1, P_2, \tau)$ være sakte varierende funksjoner av τ sammenlignet med $\exp(i2\pi\nu_0\tau)$. Lign (11) satt inn i lign (9) gir

$$I(p) = I(P_1) + I(P_2) + 2(I(P_1)\,I(P_2))^{1/2} |\gamma_{12}(P_1, P_2, \tau)| \cos(\alpha_{12}(P_1, P_2, \tau) - 2\pi\nu_0\tau)$$

Hvis $I(P_1) = I(P_2) = I$, gir dette

$$I(p) = 2I(1 + |\gamma_{12}(P_1, P_2, \tau)| \cos(\alpha_{12}(P_1, P_2, \tau) - 2\pi\nu_0\tau)) \quad (12)$$

På fig 8a er skissert intensitetsfordelingen gitt ved lign (12) i et plan bak skjermen med punktene P_1 og P_2. Denne intensitetsfordeling er representativ for et relativt bredbåndet spektrum. På fig 8b er tegnet inn den tilhørende $|\gamma_{12}(P_1, P_2, \tau)|$. Vi ser at for alle verdier av $\tau < -\tau_0$ og $\tau > \tau_0$ (hvor $|\gamma_{12}(P_1, P_2, \tau)| = 0$) er intensiteten konstant lik 2I. Dette betinger at hullene P_1 og P_2 er uendelig små, dvs de kan betraktes som punkter. For virkelige «fysikalske hull» vil den totale intensitet avta til begge sider, men dette er relativt uinteressant for vår teori.

Vi kan nå enkelt interpretere størrelsene $|\gamma_{12}(P_1, P_2, \tau)|$ og $\alpha_{12}(P_1, P_2, \tau)$. Den første sees ut fra visibiliteten, definert av Michelson som

$$V = (I_{max} - I_{min})/(I_{max} + I_{min})$$

hvor I_{max} er et maksimum i intensitetsfordelingen og I_{min} er det nærmest påfølgende minimum. Da cosinus varierer mellom $+1$ og -1, får vi av lign (12)

$$I_{max} = 2I(1 + |\gamma_{12}(P_1, P_2, \tau)|)$$
$$I_{min} = 2I(1 - |\gamma_{12}(P_1, P_2, \tau)|)$$

Dette satt inn i uttrykket for visibiliteten gir

$$V = |\gamma_{12}(P_1, P_2, \tau)|$$

$|\gamma_{12}(P_1, P_2, \tau)|$ kan derfor måles eksperimentelt ved å måle størrelsen av intensitetsmaksima og minima i intensitetsfordelingen, dvs visibiliteten. Av lign (12) ser vi ellers at hvis $\alpha_{12}(P_1, P_2, \tau)$ var en konstant uavhengig av τ, ville avstanden mellom påfølgende intensitetsmaksima (eller minima) være konstant lik $1/\nu_0$. En $\alpha_{12}(P_1, P_2, \tau)$ avhengig av τ vil i midlertid medføre en relativ forskyvning av intensitetsmaksima i forhold til denne periodiske avstand. I prinsippet skulle det være mulig å måle denne forskyvning og således bestemme størrelsen av $\alpha_{12}(P_1, P_2, \tau)$. I praksis er imidlertid en slik posisjonsmåling av intensitetsmaksima meget vanskelig og lar seg i det generelle tilfelle ikke utføre med stor nok nøyaktighet.

Som en konklusjon kan vi si at det ut fra vårt generaliserte Youngske interferensforsøk i prinsippet er mulig å måle $|\gamma_{12}(P_1, P_2, \tau)|$ og $\alpha_{12}(P_1, P_2, \tau)$ og således få en komplett bestemmelse av den komplekse koherensgrad $\gamma_{12}(P_1, P_2, \tau)$. Vi skal merke oss at en fullstendig bestemmelse av $\gamma_{12}(P_1, P_2, \tau)$ som funksjon av P_1, P_2 og τ i det generelle tilfelle krever at vi måler på intensitetsfordelingen for alle mulige plasseringer av punktene P_1 og P_2.

Som et spesialtilfelle kan vi se på hva vi får hvis feltet er monokromatisk og således beskrevet ved lign (1). Setter vi dette inn i uttrykket for $\gamma_{12}(P_1, P_2, \tau)$ får vi $|\gamma_{12}(P_1, P_2, \tau)| = 1$ og $\alpha_{12}(P_1, P_2, \tau)$ uavhengig av τ. Interferensmønstret på skjermen bak hullene P_1 og P_2 blir derfor en ren cosinusvariasjon (hvor $I_{max} = 4i$ og $I_{min} = 0$) som strekker seg fra $-\infty$ til $+\infty$. I tilfellet hvor $|\gamma_{12}(P_1, P_2, \tau)| = 1$ for alle P_1, P_2 og τ sier man pr definisjon at feltet er fullstendig koherent. På samme måte defineres fullstendig inkoherent lys som tilfellet hvor $|\gamma_{12}(P_1, P_2, \tau)| = 0$. Verdier for $|\gamma_{12}(P_1, P_2, \tau)|$ liggende mellom 0 og 1 sier man representerer såkalt partiellt koherent lys. Av det foregående kan man lett trekke den konklusjon at graden av koherens og graden av monokromatisitet er synonyme begreper, men dette er ikke tilfelle. Ut fra våre definisjoner av koherent og inkoherent lys og av lign (8) og (9) ser man hvordan en kjent «håndregel» i optikken kommer fram, nemlig at for koherent lys fåes intensiteten ved først å summere amplitudene og så kvadrere, mens for inkoherent lys kvadreres amplitudene og derpå tas summen.

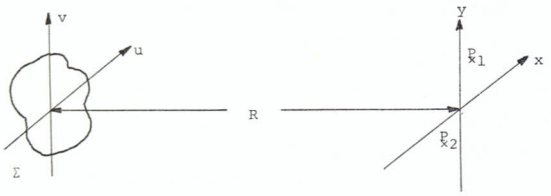


Fig. 9

4. Koherens i rom og tid

Vi har hittil bare behandlet koherensteorien ut fra et gitt elektromagnetisk felt uten hensyn til hvorfra feltet har sitt opphav. Vi skal i det følgende se på hvordan vi ved å måle på koherensgraden for feltet fra en kilde kan trekke informasjoner om visse karakteristiske egenskaper ved kilden. Det er da to spesialtilfeller av koherensfunksjonen som vi skal diskutere, nemlig tilfellene $\tau = 0$ og $P_1 = P_2$. Det første, $\gamma_{12}(P_1, P_2, 0)$ (som vi vil betegne med γ_{12}), beskriver såkalt romlig koherens*), mens det andre, $\gamma_{11}(P_1, P_1, \tau)$ (som vi vil betegne med $\gamma(\tau)$), beskriver såkalt tidskoherens**). For de fleste praktiske tilfeller har vi at $\gamma_{12}(P_1, P_2, \tau) = \gamma_{12}\,\gamma(\tau)$, men dette gjelder ikke generelt, uten at vi skal gå nærmere inn på dette her. Man kan si at det er først ved oppdeling i roms- og tidskoherens at klassisk koherensteori leder til fruktbare begreper.

4.1 Romlig koherens.

Som utgangspunkt for vår diskusjon betrakter vi fig 9. Σ er overflaten av en inkoherent kilde beliggende i uv-planet. At den er inkoherent vil si at feltet fra to vilkårlige punkter på kilden ikke vil gi opphav til interferens bak skjermen med punktene P_1 og P_2 hvis denne settes kloss inntil kilden. Mer fysikalsk kan vi si at kilden består av en mengde atomer som hver for seg sender ut lys helt uavhengig av hverandre. På tross av at kilden er inkoherent viser det seg at i en avstand R fra kilden som er stor i forhold til dens utstrekning, vil feltet ha en viss koherensgrad forskjellig fra null. Vi

*) Andre brukte betegnelser er transversal eller lateral koherens.

**) Andre brukte betegnelser er temporær eller longitudinal hoherens.

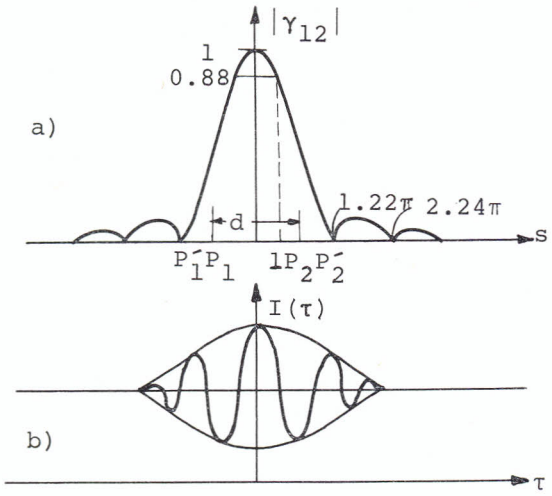


Fig. 10

skal ikke her gå inn på den matematiske utledning, men bare slå fast resultatet som blir at γ_{12} er proporsjonal med den todimensjonale Fouriertransformasjonen av intensitetsfordelingen over kildeoverflaten. Utledningen av dette resultat forutsetter at avstanden R er stor i forhold til kildens utstrekning og at lyset er kvasimonokromatisk. Uttrykket kan imidlertid lett generaliseres til å gjelde en bred spektralfordeling. Hvis man videre antar at intensitetsfordelingen er konstant over kildeoverflaten (hvilket er en god tilnærmelse i mange praktiske tilfeller) vil derfor γ_{12} bli proporsjonal med Fouriertransformasjonen av kildens geometriske åpning. Denne egenskap er blitt benyttet av Michelson med hans berømte stjerneinterferometer til å måle stjerners diametre. En stjerne blir da betraktet som en rund, uniformt lysende skive. Fouriertransformasjonen av en sirkulær åpning gir oss:

$$\gamma_{12} = \exp(i\beta)|2J_1(s)/s|$$

hvor $J_1(s)$ er Besselfunksjonen av første orden, første grad og

$$s = 2\pi\rho d/\lambda R \qquad (13)$$

Her er ρ stjernens radius, d avstanden mellom punktene P_1 og P_2, λ er den midlere bølgelengde og R er avstanden til stjernen. Visibiliteten blir da

$$V = |\gamma_{12}| = |2J_1(s)/s|$$

Denne visibilitetskurven som funksjon av s er tegnet inn på fig 10a. Vær oppmerksom på at når vi måler $V = |\gamma_{12}|$ (altså for $\tau = 0$) er det visibiliteten for den første sentrale interferensstripen vi måler. Det Michelson gjorde var at han økte avstanden d fra null og ut til en avstand hvor visibiliteten var lik null. Ifølge teorien skal da P_1 og P_2 ligge i punktene P'_1 og P'_2 hvor vi har $s = 1.22\pi$. Dette satt inn i lign (13) gir:

$$s = 2\pi\rho d/\lambda R = 1.22\pi$$

som medfører $2\rho/R = 1.22\lambda/d$

Ved å måle d og anta en effektiv bølgelengde λ for lyset fra stjernen, kunne han så beregne stjernens angulære diameter $2\rho/R$. Det kan være verdt å merke seg at Michelson ikke brukte fargefilter slik at båndbredden i dette tilfellet svarer til $\Delta\nu/\nu_0 \sim 1/2$. Det behøvde han heller ikke gjøre da spektral filtrering ikke forbedrer den romlige koherensgrad.

Av lign (13) har vi sett at dersom vi kjenner koherensgraden og den tilhørende avstand d, kan vi finne kildens angulære diameter $2\rho/R$. Omvendt har vi at hvis vi kjenner ρ/R kan vi finne hvilken koherensgrad svarer til en bestemt avstand d. I instrumentell optikk betraktes den noe vilkårlige betingelse $|\gamma| > 0.88$ å representere «nesten koherent» lys. Av fig 10a ser vi at denne betingelse er oppfylt for $s < 1$. Dette satt inn i lign (13) gir

$$d < \lambda R/2\pi\rho = 0.16\lambda R/\rho$$

Således kan man si at feltet fra en sirkulær uniformt lysende skive med radius ρ som stråler inkoherent vil være nesten koherent i et plan parallelt med kilden i en avstand R over et areal med diameter $d = 0.16\lambda R/\rho$. Dette areal kalles koherensarealet og er lik

$$\pi d^2 = \pi(0.16\lambda R/\rho)^2 = 0.25c^2R^2/\nu^2_0 S$$

hvor $S = \pi\rho^2$ er kildens areal. Vi skal så anvende vårt resultat til å finne hvilken maksimal avstand vi kan ha mellom to hull i en skjerm for at feltet fra de to hullene skal være nesten koherent i direkte sollys. Da $2\rho/R$ for sola er ca 0.018 radianer får vi

$$d_{max} = 0.16\lambda R/\rho \sim 18\lambda \sim 0.01 \text{ mm}.$$

Vi har da satt $\lambda = 5500$ Å. Dette resultat kan få oss til å tvile på det forsøk Young i sin tid utførte, men da glemmer vi at det han gjorde var først å la sollyset gå gjennom et lite hull i en skjerm. Dette hullet blir da å betrakte som kilden i vår teori, og ved å gjøre det lite nok, kan den romlige koherensgrad forbedres.

(fortsettes neste hefte)

Det er vanskelig å lage læremidler

Otto Øgrim

Det krever sin mann fullt ut å skrive lærebøker i fysikk. En kan ikke gjøre det på fyrabend. Denne påstanden gjelder både skolelærere og universitetsfolk. Den gjelder både lærebøker til universitetsbruk og til folkeskolebruk.

Her tar vi for oss et læreverk for ungdomsskolen utarbeidet ved Universitetet i Trondheim/Norges Lærerhøgskole. Det heter »Naturfag i skolen», og elevbøker i fysikk/kjemi for 7. og 8. klasse er nettopp utgitt på Gyldendal Norsk Forlag. Forfatterne er et team av skole- og universitetsfolk under ledelse av fagfysikere. Men dessverre — det er blitt et eksempel på at fagfolkene ikke har tatt arbeidet høytidelig nok. De feilene som forekommer, viser at de neppe kan ha arbeidet særlig grundig med stoffet. Vi skal se noen eksempler på det, hentet fra Første Emneenhet for 8. klasse.

Etter en gjennomgåelse av hårrørseffekt står det på s. 48:

«Forklar at vannet kan suges gjennom stammen og til toppen av høye trær!»

I den sammenhengen dette kommer, må det betraktes som et ledende spørsmål. Det leder elevene på villstrå. Diametrene i de ledningsrørene det er tale om, kan i planter være 40 μm. I så fall er den kapillare stigehøyden ca. 75 cm. Hårrørseffekt kan derfor tenkes å ha betydning for at væske stiger i små planter. Men skulle effekten ha betydning for trær på 30 m, måtte en ha en diameter på om lag 1 μm, og så små diametre observerer man ikke. Man kan trygt regne med at i denne sammenhengen spiller hårrørseffekten ingen praktisk rolle for høye trær.

Et annet sted dreier det seg om *tiltrekningskrefter* mellom partikler i nær kontakt: s. 48:

«Vi ser eksempler på dette om vi presser to planslipte glassplater mot hverandre.»

I praksis er det alltid litt fuktighet mellom platene. Når vi presser dem sammen og etterpå prøver å trekke dem fra hverandre, blir det undertrykk i vannet. Det er vanligvis lufttrykk på utsiden av glassplatene som holder dem sammen — ikke tiltrekningskraft med skyvekraft om vi vil.

s. 46:

«kraftvirkningen mellom molekylene i en væske er likevel mindre enn mellom partiklene i et fast stoff. Hvordan kan vi vite det?»

Kraftvirkning betyr antakelig kraft, og partikler i 2. linje betyr vel molekyler. Men krefter mellom molekyler i fast stoff kan være både tiltrekkende og frastøtende. De kan være null også, og mindre kan vel ikke krefter mellom væskemolekyler bli heller. Om vi trekker i hver ende av en blyant, trekker blyantmolekylene på hverandre. Om vi skyver i hver ende, skyver molekylene på hverandre. I andre tilfelle kan kreftene være null.

Det er sannsynlig at forfatterne har tenkt på *maksimale* tiltrekningskrefter i faste stoffer og i væsker. Men jeg tror ikke påstanden holder da heller.

Spørsmålet er imidlertid formet sånn at elevene nok klarer å finne fram til det gale svaret.

s. 42: Som innledning til overflatespenning:

«Betrakt så molekylene i overflata. Disse blir påvirket av krefter fra nærliggende molekyler inne i væska. Over overflata er det ingen molekyler som virker med krefter på vannmolekylene. Dette fører til at vannmolekylene i overflata blir dradd inn mot senteret i væska.»

Setninger med liknende upresist innhold finner en i lærebøker for begynnertrinnet verden over. Men det blir ikke bedre for det. Setningen er i strid med Newtons 2. lov, som kanskje er den viktigste loven vi har i elementær fysikk. Og påstanden kan være med om å blokkere for seinere forståelse av denne loven.

Vi behandler en væske i likevekt. Bortsett fra termiske bevegelser, er molekylene i overflata, som over alt ellers, i ro. De er ikke akselerert, og summen av kreftene på dem må være null. Hvis summen av kreftene på overflatemolekylene hadde dradd dem inn mot sentret i væsken, ville de ha vært akselerert i den retningen. De er ikke det. De er i ro.

Jeg skal nøye meg med disse eksemplene, men det er flere å ta av. De fleste av feilene handler om kraftbegrepet, og spesielt om kraft i sammenheng med molekylære og atomære betraktninger.

Det virker lite tillitvekken at ledende spørsmål i flere tilfelle fører elevene fram til konklusjoner på både tynt og til dels tvilsomt grunnlag. Framstillingen burde heller søke å innarbeide en kritisk innstilling til stoffet.

For å oppnå en faglig og pedagogisk fornyelse av naturfagene i skolen, tror jeg det er helt nødvendig med et intimt samarbeid mellom skole- og universitetsfolk. Et tiltak som Naturfag i skolen er både viktig og positivt, og vi må håpe at det i det lange løp fører til bedre undervisningsopplegg enn dem vi har nå. Foreløpig virker det som om man i prosjektet ikke har vært tilstrekkelig klar over at også på folkeskolenivå må fagfolkene tenke grundig gjennom detaljene i framstillingen.

Som ved tidligere anledninger har vi også her gitt den kritiserte part anledning til å komme med tilsvar/kommentar i samme hefte av FFV. I dette tilfelle har vi fra Gyldendal Norsk Forlag A/S, v/redaktør B. Mølbach, Skole- og fagbokavdelingen, mottatt:

Jeg har med interesse lest universitetslektor Otto Øgrims artikkel angående første emneenhet for 8. klasse i prosjektet «Naturfag i skolen», utarbeidet ved Norges Lærerhøgskole. Kritikk, både positiv og negativ, av forsøkshefter er etter min mening bare av det gode. Det medfører at bøkene (heftene), når de blir laget i *kommersiell utgave og tilbudt på det åpne marked,* kan bli enda bedre.

Vanligvis vil et manus gjennomgå følgende operasjoner før det går til setting: Manuset gjennomgås først av redaktøren som avgjør om forlaget kan akseptere den form det er skrevet i. Deretter blir det gjennomgått både av en språkkonsulent og en faglig konsulent. Så blir en illustratør kontaktet. Etter setting følger som regel to til tre korrekturer før man kan lage departementstrykk som går til godkjenning. For grunnskolens vedkommende er det grunnskolerådet som utnevner to konsulenter, en faglig og en pedagogisk, til vurdering av departementstrykket. Samtidig utnevner Norsk Språkråd en språkkonsulent. Deretter blir alle disse uttalelsene samordnet, hvilket ofte medfører en eller to korrekturer til. På toppen av det hele må man sette alt på nytt igjen på nynorsk, lage departementstrykk og sende det hele inn til godkjenning. Med et positivt svar, kan man *nå* først sette i gang trykking av bokmåls- og nynorskutgaven.

Prosjektet «Naturfag i skolen», er bare foreløbig til utprøving for å «lage» et *endelig* manus. Etter siste feltforsøk (gjelder i år 7. klasse, altså *ikke* 8. klasse som kun er inne i 2. feltforsøk), blir så dette fra forfatterteamets vedkommende endelig utformet ved revisjonsseminarene som holdes fortløpende i 1973. Dette endelige manus vil så bli vurdert av redaksjon/konsulenter i forlaget, bearbeidet i samråd med forfatterteamet ved Norges Lærerhøgskole og så sendt til godkjenning med derpå følgende vurderinger og rettinger.

Alt dette er skrevet for å gjøre tidsskriftets lesere oppmerksomme på at det *ikke* er noen ferdig bearbeidet bok (hefte) Otto Øgrim har tatt for seg, men kun et slags en-gangs revidert manus. Jeg håper også at leserne nå har forstått at det er enda vanskeligere å lage læremidler her i Norge enn hva Otto Øgrim antyder i artikkelen.

OM DE GLOBALE TANKER I NATURFAGUNDERVISNINGEN

Jeg føler ingen trang til å kaste meg ut i en debatt om nye undervisningsformer i de naturvitenskapelige fag. Men jeg har et par bemerkninger til Asbjørn Solheims artikkel «Spesielle faglige siktepunkt med undervisningsopplegget i fysikk/kjemi». (Fra Fysikkens Verden nr. 3 d.å.) Solheim understreker der sterkt at et av utgangspunktene i arbeidet med reformene er «fagenes egenart». Sitt syn på denne egenart demonstrerer Solheim ved eksemplet H_2O: «Kjemien har igjennom lange tider bygd opp en enorm viten omkring *at* det skjer binding mellom forskjellige grunnstoff, men det er fysikkens lover som forklarer *hvorfor* disse bindingene skjer.» (Uthevelsene gjort av Solheim.)

Personlig har jeg alltid hatt oppfatningen at fysikk er en *beskrivende* vitenskap, at den ikke forteller *hvorfor* naturfenomenene skjer, men *hvordan,* ut fra observerte naturlover og vekselvirkninger. Vi snakker da også om f. eks. kvantemekanisk kontra klassisk *beskrivelse,* og ikke om *begrunnelse* av et fenomen. Et spørsmål om *hvorfor* naturen er som den er, hører vel helst hjemme i religionstimene.

Forøvrig hadde jeg ventet at en talsmann for de «globale tanker om naturfagundervisningen» hadde holdt seg til et mere utbredt målesystem enn det Solheim benytter i sin gjennomgåelse av J. J. Thompsons forsøk, f.eks. SI- eller gausssystemet.

NTH, 9. november 1972.

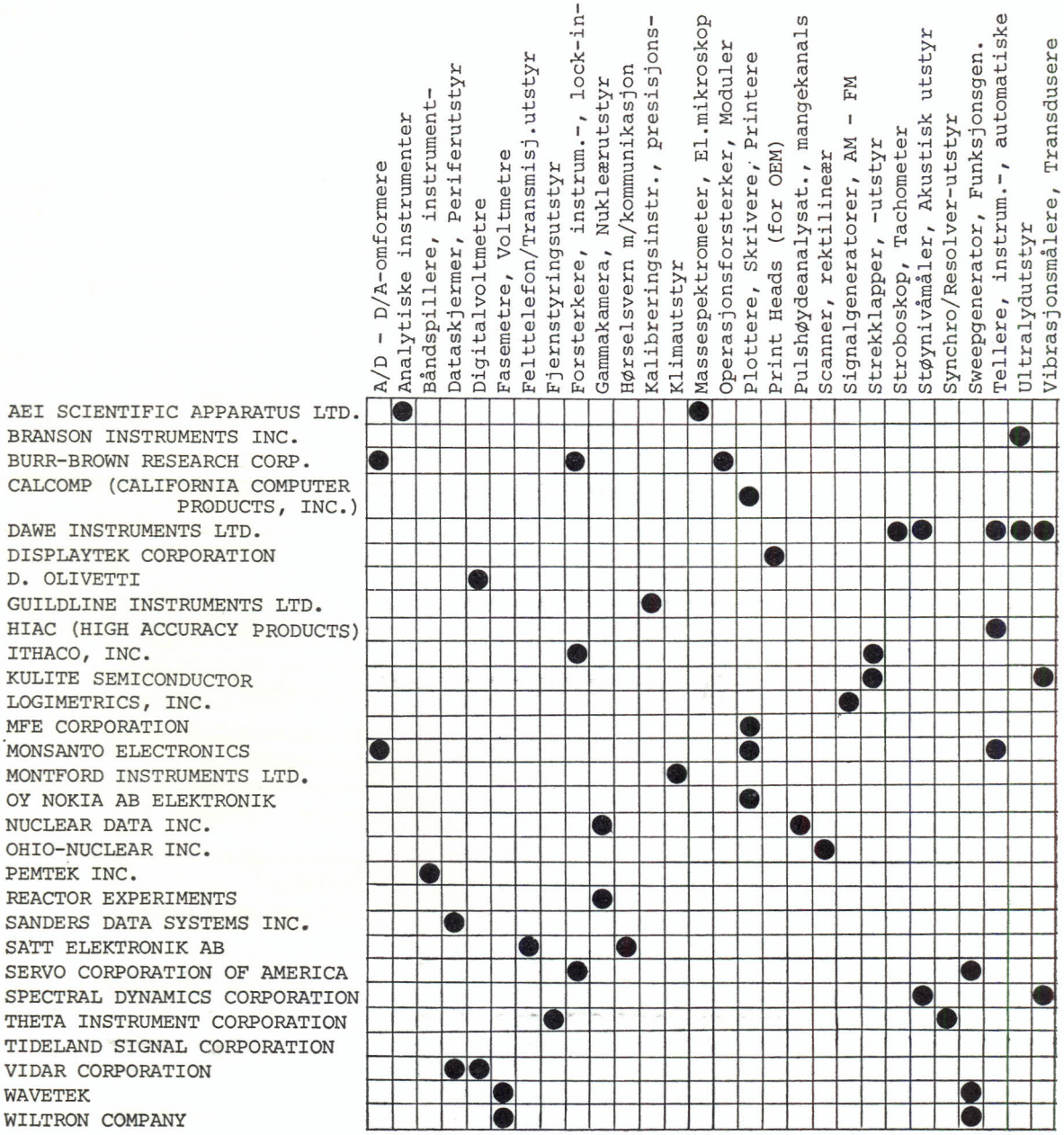
Stig Berge

Årsindeksen kommer i neste hefte.

ELEKTRONISK UTSTYR

FOR

INDUSTRI, SYKEHUS, FORSKNING, UNIVERSITETER OG SKOLER



HUGO RISØ A/S

Teknisk Import

RISØ

Postboks 8 Tåsen, Oslo 8

(Langmyrgrenda 1, Oslo 8)

Telefon: 23 25 80 - Telegrammer: HUGOTEST

Bankgiro: 7082.05.00227. Bank: Den norske Creditbank

Telex: 18 216

Fra Fysikkens Verden

Redaktør:
Professor dr. techn. Haakon Olsen, Universitetet i Trondheim, Norges lærerhøgskole.
Redaksjonskomité:
Rektor Finn Berntsen, Strinda gymnas, Trondheim.
Universitetslektor Wilhelm Løchstøer, Universitetet i Oslo, Blindern.
Forsker, cand. real. Olav Steinsvoll, Institutt for Atomenergi, Kjeller.
Dosent Leif Owren, Ph.D., Univ. i Bergen.
Dr. techn. Helge Øverås, CERN Genève.

Norsk Fysisk Selskap

Formann: Dr. philos. Tormod Riste, Inst. for Atomenergi, Kjeller.

Styre: Professor dr. philos. Arnfinn Graue, Universitetet i Bergen.
Amanuensis Gunnar J. Kvifte, Universitetet i Tromsø.
Dosent dr. philos. Thormod Henriksen, Universitetet i Oslo, Blindern.
Dosent Ivar Svare, Ph.D., Universitetet i Trondheim, Norges tekniske høgskole.

Selskapets sekretær:
Gerd Jarrett, Nøytronfysikkavdelingen, Institutt for Atomenergi, Boks 40, 2007 Kjeller.

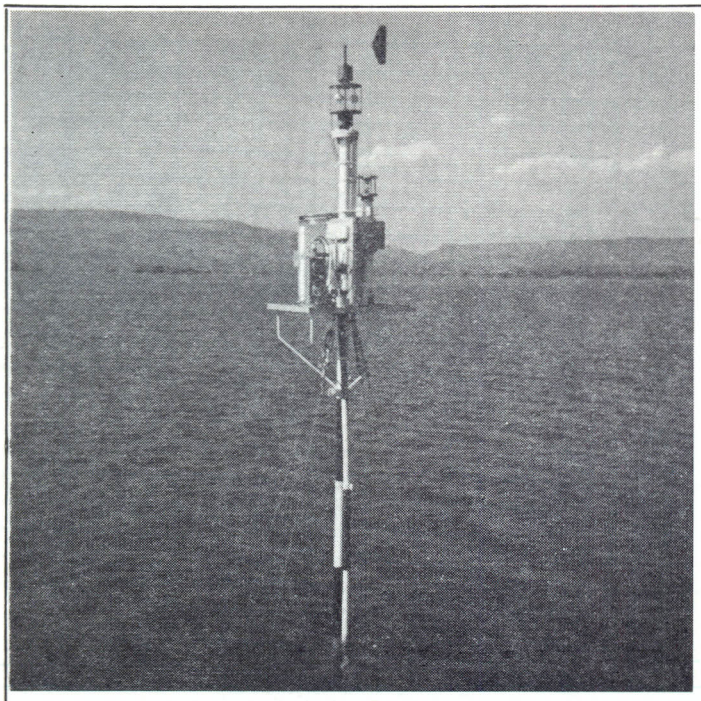
Postgirokonto: 88388 Bankgirokonto: 5102.20.16001

Teknisk medarbeider og annonsetjeneste:
Lab.ing. Halvard Torgersen, Universitetet i Trondheim, Norges tekniske høgskole.

Fra Fysikkens Verden utkommer kvartalsvis. Abonnement kan tegnes gjennom postverket eller direkte fra ekspedisjonen. Årsabonnement kr. 15,00. Årsabonnement for studenter og skoleelever kr. 10,00.

Sekretær: Gudrun Græsmann.
Ekspedisjonens adresse: Fra Fysikkens Verden, Fysisk institutt, Universitetet i Trondheim, Norges lærerhøgskole, 7000 Trondheim.

Postgirokonto: 10472 Bankgirokonto: 8601 236545



Datalogger DL-1 with sensors for wind speed etc. on Lake Kinneret, Israel.

RECORDING CURRENT METERS
for ocean currents down to 6000 meters depth.

TEMPERATURE PROFILE RECORDERS
for recording vertical temperature profiles in the sea.

CLIMATOLOGICAL RECORDING STATIONS
Land-based or mounted on buoys.

TAPE READERS for reading magnetic tape from the above instruments.

IVAR AANDERAA
MANUFACTURER OF DATA COLLECTING INSTRUMENTS

HARDANGERVEIEN 2
5050 NESTTUN
NORWAY
TELEPHONE: BERGEN 27 23 14
CABLE: HELICON

Aktietrykkeriet i Trondhjem