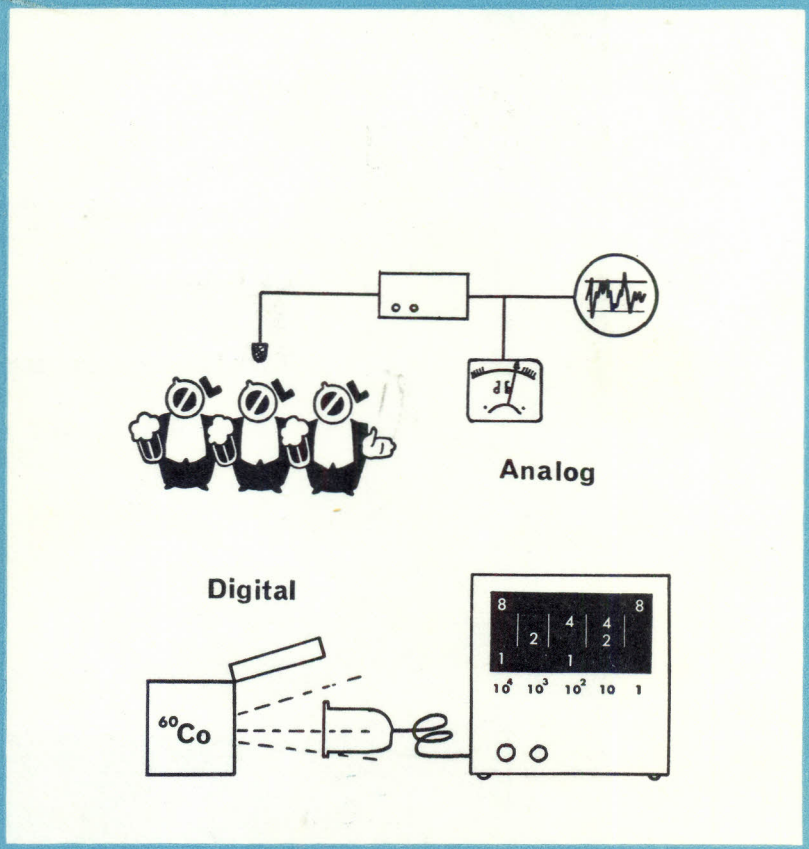
Fra Fysikkens Verden

UTGITT AV NORSK FYSISK SELSKAP

INNHOLD

Termoelektrisitet	21
Digital måleteknikk	28
Bruk av fysikalske enheter	35
Reaksjoner mellom komplekse kjerner (II)	36
Bøker	41
Fysikermøtet 1966	43



Analog og digital presentasjon av måleverdier (Se side 28)

Nr. 2 - 1966
28. årgang

STEDET FOR

ELEKTRONISKE INSTRUMENTER OG

KOMPONENTER TIL INDUSTRI

OG

FORSKNING

VÅR TELEFON ER 20 16 35

Vi leverer bl. a. fra følgende amerikanske og europeiske forbindelser:

Consolidated Electrodynamics Corporation	Registrerende instrumenter, papir og tape, transducere, spektrometere m. m.
Disa Elektronik A/S	Industrifjernsyn og elektronisk måleutstyr for mekaniske forløp.
Fenwal Inc.	Termobrytere.
Hewlett Packard Company	Elektroniske måleinstrumenter, data akkvisisjonssystem.
George A. Philbrick Researches Inc.	Funksjonsforsterkere.
Rohde & Schwarz	Elektroniske måleinstrumenter, kommersielt utstyr.
Simpson Electric Company	Universalmåleinstrumenter.
Svenska A. B Oltronix	Stabiliserte likespenningskilder.
Tektronix Inc.	Oscilliscoper, pulsgeneratorer, monitorer.
Telequipment Ltd.	Oscilloscoper.
Texas Instruments	Halvledere og instrumenter.
Telonic Industries Inc.	Sweepgeneratorer.

MORGENSTIERNE & CO A/S

INGENIØRFIRMA

WESSELS GT. 6, OSLO. TELEFON 20 16 35

88

Fra Fysikkens Verden

Utgiver: NORSK FYSISK SELSKAP

Nr. 2 - 1966

Redaktør: HAAKON OLSEN

28. årgang

Termoelektrisitet

Ivar Holwech

Innledning.

Det er to vanlige måter å undersøke transportegenskaper i elektriske ledere på. Man kan sette på et elektrisk felt, slik at man får en elektrisk strøm. Hvis man sørger for at det ikke er noen temperaturgradient i prøven, så vil forholdet mellom strømtetthet og elektrisk feltstyrke gi den elektriske ledningsevnen til materialet. Eller vi kan sette på en temperaturgradient og måle varmestrømmen i lederen. Sørger vi for at det ikke går noen elektrisk strøm i lederen, gir forholdet mellom temperaturgradient og varmestrøm materialets termiske ledningsevne. Det er ikke vanskelig å innse at disse ledningsevnene er materialegenskaper som ikke avhenger av den aktuelle forsøksoppstilling. Eksperimenter på elektrisk og termisk ledningsevne har vært utført over en periode på omtrent hundre år, og allikevel gir slike målinger fremdeles viktige bidrag til vår forståelse av ledningsfenomenene.

Det er imidlertid et tredje fenomen som har vært atskillig mindre påaktet, nemlig termoelektrisitet. Når vi legger på en temperaturgradient på en leder, så vil denne ikke bare gi oss en varmestrøm, men vi vil også kunne observere en elektrisk strøm. For å kunne måle denne strømmen må vi ha en sluttet krets. Men lager vi hele kretsen av samme materiale er det på grunn av symmetrien i kretsen, klart at det ikke kan gå noen strøm. For å kunne observere en termoelektrisk strøm må vi derfor ha en krets som består av to forskjellige materialer, slik at vi måler differansen mellom deres termoelektriske egenskaper. Det faktum at vi må lodde sammen en krets av to forskjellige materialer for å kunne observere en termoelektrisk strøm, har ført til mange misforståelser. I det følgende skal vi se at termoelektrisitet er en materialegenskap akkurat som elektrisk og termisk ledningsevne, og at den er bestemt av de samme prosesser som disse. Men termoelektrisiteten er mer følsom for detaljene i elektronstrukturen. Det er derfor nødvendig å ha et visst kjennskap til elektronstrukturen før man kan dra nytte av de opplysningene som ligger i målinger av termoelektriske effekter. Siden det er først i de senere år at man har fått de nødvendige kunnskaper, er det ikke så rart at termoelektrisiteten har vært forholdsvis lite studert.

Fenomenologisk beskrivelse.

Termoelektrisitet kan observeres ved hjelp av de tre effektene Seebeck effekten, Peltier effekten og Thomson effekten, som er vist skjematisk på fig. 1.

Både Seebeck og Peltier effekten ble oppdaget tidlig i forrige århundrede, mens Thomson effekten ble funnet av den senere Lord Kelvin under arbeidet med å stille opp de termodynamiske relasjoner mellom Seebeck effekten og Peltier effekten.

Seebeck effekt.

Hvis man kobler sammen to ledere av forskjellig materiale til en lukket krets og holder de to loddestedene ved forskjellig temperatur, så vil det oppstå en elektromotorisk kraft i kretsen. Det termoelektriske potensial som man måler når det ikke går strøm i kretsen kalles Seebeck-potensialet. Den deriverte av Seebeckpotensialet med hensyn på temperaturdifferensen kalles termoelementets termoelektriske kraft. Man tilskriver begge materialer en absolutt termoelektrisk kraft S , slik at den observerte potensialdifferense

$$1) \qquad \Delta v = (S_1 - S_2)\Delta T \, .$$

Ivar Holwech er universiteteslektor ved Fysisk institutt, Universitetet i Oslo.

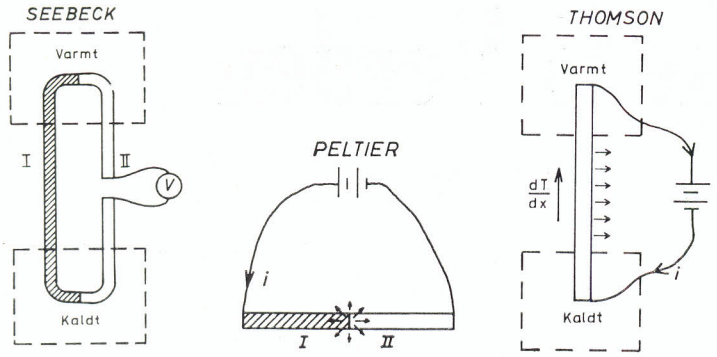


Fig. 1. Skjematisk illustrasjon av de tre termoelektriske effektene.

S er bare avhengig av temperaturen ved endene av lederen, og avhenger ikke av lederens størrelse eller form.

Peltier effekt.

Hvis man lodder sammen to forskjellige ledere, og sender en strøm gjennom loddestedet, så vil man få utviklet eller absorbert varme ved loddstedet avhengig av strømmens retning. Den varmemengde som avgis er proporsjonal med strømstyrken gjennom koblingspunktet, og den avhenger av temperaturen på loddestedet. Peltiervarmen avgis eller absorberes i selve loddestedet, men den avhenger ikke av hvordan sammenkoblingen av de to lederne er utført. Den er bare bestemt av hvilke materialer man har koblet sammen. Peltiervarmen er gitt ved

$$2) \qquad \dot{Q} = (\pi_1 - \pi_2)i$$

hvor π_1 og π_2 er Peltierkoeffisientene og i er strømmen gjennom loddestedet.

Thomson effekt.

Sender man en strøm gjennom en leder, vil man få utviklet en Joulsk varme som er proporsjonal med kvadratet av strømmen, og som avhenger av den elektriske motstanden i kretsen. Hvis det er en temperaturgradient i lederen vil man i tillegg til den Joulske varmen få utviklet eller absorbert en varmemengde ettersom strømmen går med eller mot temperaturgradienten. Denne varmen kalles Thomsonvarmen. Den er proporsjonal med strømstyrken og med temperaturgradienten, og den avhenger av temperaturen i lederen. Den totale varmeutvikling i en leder kan derfor skrives

$$3) \qquad \dot{Q} = \varrho J^2 - \mu J \frac{dT}{dx}$$

hvor J er strømtettheten, ϱ lederens spesifikke motstand og μ Thomsonkoeffisienten. Thomsoneffekten er den eneste av de termoelektriske effektene som kan observeres på bare ett materiale. Den kan derfor brukes til å bestemme materialets absolutte termoelektriske egenskaper. Dessverre er det også den vanskeligste effekten å observere.

Thomsonvarmen ble som nevnt oppdaget av William Thomson under arbeidet med å finne frem til thermodynamiske relasjoner mellom Peltiervarmen og den termoelektriske kraft for et termoelement. Han benyttet seg av termodynamiske argumenter som nok ikke er helt holdbare, noe han selv var helt klar over. Men selv om fremgangsmåten ikke var riktig, kom han allikevel frem til riktig svar. Det var:

$$4) \qquad \mu = \frac{T dS}{dT}, \quad \pi = TS$$

Ved å integrere den første likningen får vi:

$$5) \qquad S(T) - S(0) = \int_0^T \frac{\mu}{T} dT$$

Nå følger det av termodynamikkens tredje lov at alle termoelektriske fenomener må forsvinne ved det absolutte nullpunkt, slik at vi får:

$$6) \qquad S(T) = \int_0^T \frac{\mu}{T} dT$$

Dette er en meget viktig likning fordi den setter oss istand til å bestemme den absolutte termoelektriske kraft S fra målinger av Thomson-

varmen μ. Man har målt Thomsonvarmen for bly med stor nøyaktighet og man kjenner dermed den absolutte termoelektriske kraft for bly. Ved hjelp av dette kan man lett finne den absolutte termoelektriske kraft for hvilket som helst materiale ved å måle Seebeck potensialet i termoelementer hvor den ene grenen er av bly.

Dette er omtrent så langt som man kan komme i forståelse av termoelektrisiteten uten en mer detaljert modell for hva som foregår i lederen. For å komme videre vil vi se nærmere på Thomsoneffekten for å se om vi kan komme frem til en slik modell. Hvis vi skriver om likningen for varmeutviklingen i en leder med en temperaturgradient, til å gi varmeutviklingen i en tid t i en del av lederen som har motstand R og temperaturforskjell ΔT, så får vi

$$7) \qquad Q = \frac{q^2 R}{t} - \mu q \Delta T$$

q er her den ladningsmengde som har strømmet gjennom lederen i det aktuelle tidsintervallet. Vi ser at hvis vi lar ladningstransporten gå langsomt nok, så vil den Joulske varmen bli liten sammenliknet med Thomsonvarmen. Vi ser da at den varmen som opptas er direkte proporsjonal med den ladningsmengde q som varmes opp ved å passere fra et kaldt til et varmt sted, og den er uavhengig av hvor hurtig ladningstransporten skjer. Thomson-varmen er således den varme som absorberes per positiv ladningsenhet og per enhet temperaturgradient når ladningen transporteres tilstrekkelig langsomt i retning av økende temperatur. Med andre ord Thomsonvarmen synes å være den spesifikke varmen per enhet ladning for ladningsbærerne.

Hvis denne antagelsen skal ha noen verdi, bør den sette oss istand til å gi en kvalitativ forklaring av de to andre effektene også. Hvis vi ser på Peltier effekten, så er det også der en bestemt varmemengde som opptas eller avgis per ladningsenhet som passerer loddestedet. Ladningsstrømmen i de to lederne må være den samme, men hvis den termiske energi per ladningsenhet er forskjellige i de to materialene, så vil den varmestrøm som ladningsbærerne fører til loddestedet ikke være den samme som ladningsbærerne fører bort fra loddestedet. Differensen mellom disse varmestrømmene blir følgelig utskilt i loddestedet som Peltier varme.

For å få et fysisk bilde av Seebeck effekten, betrakter vi for enkelhets skyld bare en enkelt isolert leder med en temperaturgradient. Hvis ladningsbærerne kan betraktes som en gass, vil deres midlere hastighet være større i den varme enn i den kalde enden av lederen. De varme ladningsbærerne vil diffundere fortere enn de kalde, slik at det ved likevekt vil være større tetthet av ladningsbærere i den kalde enn i den varme enden av prøven. Dette vil da gi oss en potensialgradient over prøven. Hvor stor potensialgradienten blir vil være bestemt av forskjellen i hastighet mellom de varme og de kalde ladningsbærerne, det vil si av den spesifikke varme per ladningsbærer. Kobler vi nå sammen to slike ledere med forskjellig potensialforskjell mellom den varme og den kalde enden vil vi få en netto elektromotorisk kraft i kretsen.

Vi ser at vår antagelse om at termoelektrisiteten synes å være bestemt av ladningsbærernes spesifike varme, har skaffet oss et ganske brukbart bilde av de termoelektriske effektene. Men for å komme videre må vi lage oss en modell som kan gi oss et kvantitativt resultat for termokraften, som vi så kan sammenlikne med eksperimenter.

«Fritt elektron» modell.

Som den enkleste modell for en elektrisk leder vil vi velge «elektroner i en boks». Vi tenker oss metallprøven som en tom boks, og at vi fyller på med elektroner. På en eller annen måte sørger vi for at den negative ladningen til elektronene hele tiden er kompensert av positiv ladning, slik at vi ikke får noen vanskeligheter med elektrostatisk oppladning av prøven. På grunn av Pauliprinsippet kan ingen av elektronene være i samme kvantitetstilstand. De første elektronene vi fyller på vil derfor besette tilstandene med lavest energi, og etter hvert som vi fyller på flere, må de nye elektronene besette tilstander med stadig høyere energi. Når vi har fyllt på sa mange elektroner at elektrontettheten tilsvarer tettheten av ledningselektroner i et metall, har vi nådd opp til en energi for de siste elektronene av størrelsesorden 5 eV. Dette kalles Fermienergien for metallet. Hvis vi nå varmer opp boksen til værelsestemperatur, så er den termiske energi som er tilgjengelig per elektron omtrent 1/40 eV. Det betyr at det bare er elektroner med energi nær Fermienergien som kan oppta termisk energi, fordi elektronene i de lavere energitilstandene ikke kan finne noen ledig tilstand å gå til når energiøkningen

skal være så liten. Dette forholdet illustreres av fig. 2 hvor vi har tegnet tettheten av elektrontilstander i natrium som funksjon av elektronenergien, og angitt den tilgjengelige termiske energi ved værelsestemperatur. Den spesifikke varmen for elektrongassen vil derfor være bestemt av antallet elektrontilstander ved Fermienergien. For vår modell blir den midlere termiske energi per elektron

$$8) \qquad C_{el} = \frac{\pi^2 k}{2}\left(\frac{kT}{E_f}\right)$$

hvor k er Boltzmanns konstant og E_f Fermienergien. Vi ser at den spesifikke varme er proporsjonal med temperaturen og den er omvendt proporsjonal med Fermienergien, slik at den vil være avhengig av elektrontettheten. For mer realistiske modeller hvor man tar hensyn til krystallgitteret, finner man at tettheten av tilstander ved Ferminivået også er avhengig av krystallstrukturen.

Hvis vi ser på hva vi skulle vente i en halvleder, så må vi ta hensyn til at vi her har vesentlig færre frie ladningsbærere. Fermienergien blir da meget lavere enn for et metall, slik at alle elektronene kan eksiteres termisk. Vi skulle da vente at elektronene skulle oppføre seg omtrent som en klassiske gass med spesifikk varme:

$$9) \qquad C_{el} = \frac{3}{2}k$$

Det betyr at en halvleder skulle ha en Thomsonvarme som er noen hundre ganger større enn Thomsonvarmen for et typisk metall ved værelsestemperatur. Men vi har her regnet med at antallet ladningsbærere skulle være uavhengig av temperaturen. Dette er nok en meget god tilnærmelse for metaller, men i halvledere er jo antallet frie ladningsbærere sterkt temperaturavhengig. Vi kan derfor ikke vente at vår enkle modell kan gi annet en en indikasjon av størrelsesordenen av Thomsonvarmen for halvledere.

Vi fant at Thomsonvarmen μ skulle være lik den spesifikke varme per enhet ladning for ladningsbærerne. I vår fritt elektron modell skulle da

$$10) \qquad \mu = \frac{C_{el}}{e} = \frac{\pi^2 k}{2e}\left(\frac{kT}{E_f}\right)$$

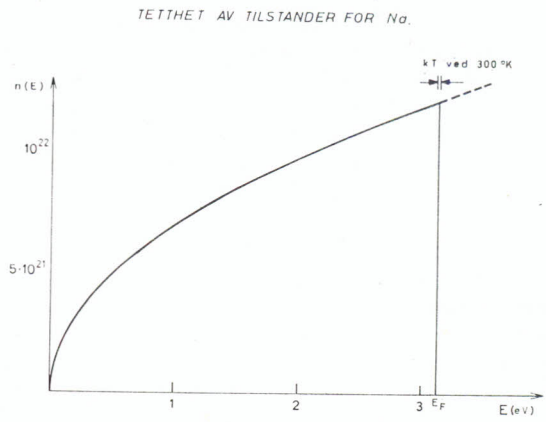


Fig. 2. Antall elektrontilstander per kubikkcentimeter som funksjon av elektron-energien ifølge «fritt elektron» modellen.

hvor e er elektronets ladning. For å se om denne modellen er brukbar, må vi sammenlikne vår teori med eksperimentene. Vi velger da de metaller som står i første gruppe i det periodiske system. Disse metallene har bare et valenselektron per atom og skulle være de som vil gi best overensstemmelse med vår enkle teori. Ved å anta at det er et valenselektron per atom, kjenner vi elektrontettheten og vi kan da bestemme Fermienergien i vår modell. Resultatene sees på tabellen. De teoretiske verdiene er som vi ser alle sammen negative, og forskjellen i tallverdi skyldes variasjonene i den midlere avstand mellom atomene og dermed i elektrontettheten. Vi ser at vår modell stort sett gir riktig størrelsesorden på effekten, og for natrium, kalium og rubidium er teorien korrekt innenfor en faktor 2. For lithium gir vår modell dårlig overensstemmelse både i størrelse og fortegn. For kopper, sølv og gull er størrelsen riktig, men vi får igjen feil fortegn. Det faktum at noen elementer viser positiv Thomson-koeffisient er et tydelig tegn på at vår modell ikke er god nok, for så lenge vi antar at det er elektroner som bærer strømmen, kan den ikke gi positiv Thomsonkoeffisient.

Virkning av krystallgitter og elektronspredning.

Vi må tydeligvis se oss om etter forbedringer av teorien, og vår metallmodell har en iøynefallende svakhet idet vi har sett bort fra krystallgitteret. Vi vet at et elektron vil kunne bevege seg igjennom et perfekt gitter uten å kollidere med jonene, men vi vet også at slike ting som tettheten av energitilstander og sammenhengen mellom elektron energi og

elektron hastighet kan bli sterkt modifisert av krystallgitteret. Vi så fra vår anskuelige forklaring av Seebeck effekten at det vesentlige var forskjellen i diffusjonshastighet mellom varme og kalde elektroner. Det er derfor klart at både tettheten av tilstander, som jo bestemmer hvor mange elektroner det er som kan oppta termisk energi, og sammenhengen mellom energi og elektronhastighet, som bestemmer hvor mye elektronets hastighet øker ved en termisk energiøkning, vil ha betydning for termokraften. Men modellen har også en annen vesentlig svakhet. Den har ingen mekanisme til å dissipere den energi elektronene vil få fra et elektrisk felt. Vi har derfor ingen elektrisk motstand. For å rette på dette må vi innføre noen spredningssentre som elektronene kan kollidere med og kvitte seg med eventuelle overskudd av impuls og energi. Disse spredningssentrene vil være gittersvingninger eller forurensningsatomer og andre feil i krystallgitteret. For å finne ut om spredningsprosessene vil ha noen betydning for termoelektrisiteten tar vi for oss Seebeck-effekten igjen. Vi har en isolert leder i en temperaturgradient. De varme elektronene har litt større hastighet enn de kalde og diffunderer derfor litt raskere enn de kalde, slik at vi får en tetthetsgradient. Hvis nå spredningen av elektronene mot gitterfeilene er den samme for alle elektroner, så behøver vi ikke å ta hensyn til dem, siden den vil ha samme effekt på varme og kalde elektroner. Men generelt sett må vi vente at spredningstverrsnittet for elektroner mot for eksempel forurensninger, vil være en funksjon av elektronets energi slik at et elektron som kommer fra den varme enden av prøven kan ha mindre spredningssannsynlighet enn et fra den kalde enden. En slik energiavhengig spredning vil gi en effekt som minner litt om osmose. Spredningssentrene vil virke som en vegg som slipper noen elektroner lett igjennom, mens andre holdes igjen slik at likevektskonsentrasjonen av elektroner blir modifisert. Tar vi disse effektene med i betraktning, får vi for termokraften:

$$11)\quad S = \frac{\pi^2 k}{3e}\left(\frac{kT}{E_F}\right)\left[\frac{dln\,N(E)}{dln\,E} + \frac{dln v^2(E)}{dln\,E} + \frac{dln\tau(E)}{dln\,E}\right]$$

hvor alle derivasjoner skal utføres ved Fermienergien.

Vi ser at det første leddet i hakeparantesen er bestemt av antallet elektrontilstander N(E) ved Fermienergien og ledd nummer to avhenger av sammenhengen mellom hastighet og energi for elektroner ved Fermienergien. Disse to leddene tar således hensyn til eventuelle avvik fra fritt elektronmodellen som skyldes krystallgitteret. Det siste leddet i hakeparantesen avhenger av elektrongassens relaksasjonstid τ. Relaksasjonstiden er bestemt av den midlere tid mellom elektronenes kollisjoner med gittersvingninger og andre feil i krystallgitteret. Vi ser at vi får et bidrag til termokraften hvis relaksasjonstiden avhenger av elektronenergien.

Elektronstrukturleddene er ikke temperaturavhengige, slik at avvik fra en lineær temperaturavhengighet ifølge denne formelen må skyldes temperaturavhengighet av spredningsleddet. Elektronspredningen i et metall er vanligvis dominert av to typer spredningssentre. Ved høy temperatur, det vil si temperaturer omkring værelsestemperatur og høyere, er spredning mot gittersvingninger helt dominerende. Men under ca. 10 grader K er spredningen selv i svært rene materialer dominert av forurensningene. Man kan derfor studere de to spredningstyper uavhengig av hverandre ved å velge et egnet temperaturområde. I høytemperaturområdet ser det ut som vårt uttrykk sammen med teorien for spredning fra gittersvingninger er stort sett korrekt, selv om spredningsteorien fremdeles ikke er helt god. I området med forurensningsspredning venter man fra formelen ovenfor at termokraften skal avta lineært med temperaturen, siden forurensningsspredningen ikke skulle være særlig temperaturavhengig.

Dette viste seg imidlertid ikke å holde stikk, som vi kan se på fig. 3. Vi ser her termokraften for alkalimetallene i temperaturområdet fra 20 til 0 grader Kelvin. Den prikkede linjen viser hva man skulle vente for natrium fra vår formel. Natrium og kalium gir negativ termokraft som vi skulle vente, men den er større enn ventet og avviker sterkt fra det lineære forløp.

Rubidium og cesium viser store positive topper, og det er tydelig at den samme tendensen er til stede i kalium også, selv om den her er mye svakere. Disse kurvene viser derfor klart at vår teori fremdeles ikke er god nok i lavtemperaturområdet.

Fonondrag.

Hittil har vi regnet med at elektronspredningen bare betyr en passiv motstand mot elektrondiffusjonen. Men når vi har en prøve

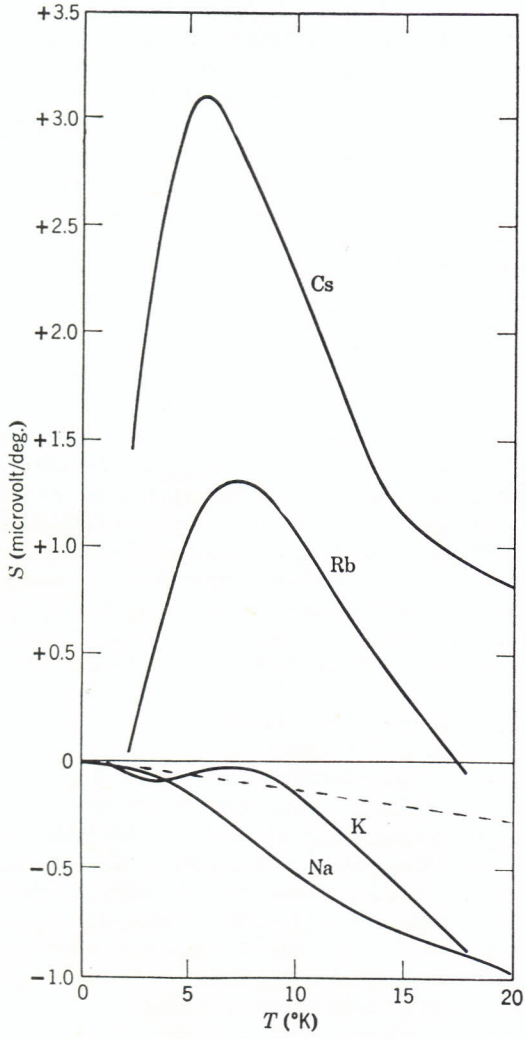


Fig. 3. Eksperimentelle kurver for termoelektrisk kraft for alkali-metallene mellom 0 og 20 grader Kelvin. Den strekete kurven viser hva vi skulle vente for natrium ifølge likning 11.

med en temperaturgradient, så vet vi at det vil gå en varmestrøm fra den varme til den kalde enden via gittersvingningene. Det er jo dette som bestemmer varmeledningsevnen i isolatorer, og den samme effekten er naturligvis til stede også i metaller. Når vi skal prøve å danne oss et bilde av denne effektens betydning for termokraften, er det nyttig å betrakte varmesvingningene som en gass av kvasipartikler, på samme måte som vi er vant til å betrakte elektromagnetiske svingninger som en fotongass. Vi kaller varmesvingningspartiklene for fononer, og i analogi med fotonene har de energien h og impulsen $\frac{h\nu}{c}$.

ν og c er her henholdsvis frekvens og lydhastighet. Hvis vi nå ser på en prøve som er koblet til et varmereservoar i hver ende, så vil varmereservoarene holde tettheten av fononer i endene av prøven konstant på en verdi som tilsvarer temperaturen i reservoarene. Vi får derfor en strøm av fononer som produseres i det varmeste reservoaret og absorberes i det kaldeste. I analogi med forholdene i en fotongass får vi et fonontrykk overalt i prøven som er gitt ved

$$12) \qquad p = 1/3\ \mathrm{U(T)}$$

hvor U(T) er energitettheten i fonongassen. Siden vi har en temperaturgradient må vi også ha en fonontrykk-gradient

$$13) \qquad \frac{dp}{dx} = \frac{1}{3}\frac{d\mathrm{U}}{d\mathrm{T}} \cdot \frac{d\mathrm{T}}{dx} = \frac{1}{3}\,\mathrm{C}_g\,\frac{d\mathrm{T}}{dx}$$

hvor C_g er bidraget til varmekapasiteten som skyldes gittersvingningene. Denne trykkgradienten vil gi en kraft på de partiklene som fononene kolliderer med. Hvis fononene bare kolliderer med elektronene så vil fononstrømmen dra med seg elektronene slik at det blir en høyere elektronethet i den kalde enden av prøven. Denne effekten kalles gjerne fonondrag. Vi får balanse når det elektriske felt som dannes på grunn av forandringen i elektrontetthet balanserer fonontrykket. Vi får da:

$$14) \qquad \mathrm{N}e\mathrm{E} - \frac{dp}{dx} = 0$$

eller innsatt fra 13

$$15) \qquad \mathrm{N}e\mathrm{E} = \frac{1}{3}\,\mathrm{C}_g\,\frac{d\mathrm{T}}{dx}$$

E er det elektriske feltet som skyldes fonondrag og N er elektrontettheten. Fra definisjonen på termokraft får vi da for fonondrag bidraget:

$$16) \qquad \mathrm{S}g = \frac{\Delta v}{\Delta \mathrm{T}} = \frac{\mathrm{E}}{d\mathrm{T}/dx} = \frac{1}{3\mathrm{N}e}\,\mathrm{C}_g$$

Vi ser at fonondrag bidraget er avhengig av den spesifikke varme til krystallgitteret, mens diffusjonsbidraget jo var bestemt av elektronenes spesifikke varme.

Vi har her regnet med at fononene bare kolliderer med elektronene. Dette er en realistisk tilnærmelse ved de aller laveste temperaturer hvor vi bare har gittersvingninger med svært lang bølgelengde. Men generelt må vi regne med at fonongassen også kolliderer med andre ting. Fonondrag bidraget blir da redusert med faktoren v_{fe}/v_f slik at vi får:

$$17) \qquad Sg = \frac{1}{3Ne} C_g \frac{v_{fe}}{v_f}$$

hvor v_{fe} er den frekvensen av fonon-elektron kollisjoner og v_f er den totale fononkollisjonsfrekvensen. For lave temperaturer hvor fonon-elektron kollisjonene dominerer, ser vi at fonondrag bidraget er proporsjonalt med den spesifikke varme til fonongassen, det vil si at det øker proporsjonalt med T^3. For høyere temperaturer vil den relative hyppigheten av fonon-elektron kollisjoner avta, slik at fonondrag bidraget vil avta med økende temperatur.

Den modellen vi har skissert ovenfor vil gi en økt konsentrasjon av elektroner i den kalde enden av prøven, og det betyr at fonondrag bidraget til termokraften blir negativt. Men vi ser at den store humpen på kurvene for alkalimetallenes termokraft går i positiv retning. Forklaringen på dette finner vi hvis vi ser nærmere på fonon-elektron kollisjonene som overfører impulsen fra fononene til elektronene. Det viser seg nemlig at en fonon-elektron kollisjon ofte fører til at elektronet får sin hastighet så mye forandret at det samtidig blir Bragg-reflektert av krystallgitteret. Denne typen kollisjon kalles en «Umklap» prosess fordi forandringen i elektronimpulsen vil være rettet motsatt impulsen til fononet som startet prosessen. Sannsynligheten for slike «Umklap» prosesser øker med fononimpulsen. Nå vil den midlere fononimpulsen øke med økende temperatur, slik at sannsynligheten for «Umklap» vil øke med temperaturen. Siden «Umklap» fører til at forandringen i elektronimpulsen er rettet motsatt fononimpulsen, skjønner vi at en overvekt av «Umklap» prosesser fører til at elektronene blir skjøvet mot den varme enden av prøven. Fonodrag bidraget til termokraften blir da positivt.

Vi er nå i stand til å gi en kvalitativ forklaring av kurvene på figur 3. Den sterke øningen av termokraften i natrium ved lave temperaturer er normalt fonondrag bidrag, som viser en tendens til å avta ved høyere temperatur når den relative frekvensen av fonon-elektron kollisjoner avtar. I kalium ser vi det samme ved de helt lave tempreaturer, men så får tydeligvis «Umklap» prosessene overtaket i fonondrag bidraget, og vi får en bulk i positiv retning. I rubidium og cesium er tydeligvis «Umklap» prosessene helt dominerende i det observerte området. Men vi ville vente at termokraften også her skulle bli negativ hvis man hadde målt ved enda lavere temperatur.

Konklusjon.

Teorien for termoelektrisitet slik som den står i dag synes å kunne gi en plausibel kvalitativ forklaring på de eksperimentelle resultatene. Vi ser at vi må vente vesentlige bidrag fra mange forskjellige prosesser. En kvantitativ sammenlikning mellom teori og eksperiment fordrer derfor et detaljert kjennskap til slike ting som elektronstruktur, fononspektrum og alle typer spredningsprosesser. Det er enda langt igjen før man har tilstrekkelig oversikt over alle disse egenskaper, men i de senere årene har man skaffet seg atskillig kunnskap om elektronstrukturen i mange metaller. Man vet også ganske mye om fononenes egenskaper og oppførsel. Forholdene skulle derfor ligge godt til rette for å bruke termoelektriske målinger til å studere de forskjellige spredningsprosessene. Og er først spredningsprosessene kjent, vil man være meget langt på vei til en kvantitativ beskrivelse av alle transportegenskaper i metaller.

Thomson koeffisient μ (mikrovolt per grad) ved 0°C.

Element	Eksperiment	Teori
Lithium	+ 23,3	— 2,3
Natrium	— 5,1	— 3,4
Kalium	— 11,3	— 5,1
Rubidium	— 9,4	— 5,9
Cesium	— 0,8	— 7,0
Kopper	+ 1,3	— 1,5
Sølv	+ 1,2	— 1,9
Gull	+ 1,6	— 1,9

Digital måleteknikk i fysikken

Rolf Nordhagen

Et av de problemer som en moderne eksperimentalfysiker har å stri med, er et stadig krav til en mer og mer avansert måleteknikk. Eksperimentalfysikeren opptrer i beste fall som fysiker ved valg av problem til å måle på, og ved analyse og interpretasjon av måleresultatet. Den mellomliggende prosess, selve utføringen av målingene, er som regel av rent teknisk art. Denne del av innsatsen må derfor ofte kunne karakteriseres som teknologi, og ikke fysikk. Måleprosessen er også den del som koster mest, i arbeid, tid og penger. Fysikerens ofte manglende tekniske utdannelse, og som regel begrensete pengemidler, fører til at en uforholdsmessig stor del av innsatsen legges ned nettopp i den teknologiske del av det fysiske problems løsning.

Apparaturens sentrale betydning, og de store krav den setter til innsats, fører derfor lett til at apparaturbygning blir et mål i seg selv. Tilfredsstillelsen av å ha fått til en komplisert måleoppstilling som virker slik som ønsket, kan bli så stor at ønsket om fysiske resultater blir helt sekundært. Man lurer seg selv til å opphøye en høyt utviklet måleteknikk til god fysikk, istedenfor å la det være bare et verdifullt hjelpemiddel for fysikken. Dette er en utglidning vi må være på vakt mot, særlig innen de områder av fysikken hvor nettopp apparaturen er tilstrekkelig komplisert og spennende til å være en utfordring i seg selv. Det kan være på sin plass med disse advarende ord når en skal se nærmere på en del av den fysiske elektronikk, som jeg har kalt digital måleteknikk. Dette er nemlig ren teknologi, ikke fysikk.

På den annen side er det helt berettiget for fysikere å beskjeftige seg med disse problemer. Bruk av en avansert måleteknikk er som regel nødvendig for å løse de fysiske problemer. Det er da selvsagt lettere å løse problemene for de fysikere som foruten å ha en innsikt i de rent fysiske prosesser, også behersker de tekniske hjelpemidler. Ikke minst viktig er det at en også da har bedre forutsetninger for å velge problemer som kan løses. Et inngående kjennskap til måleapparaturen er også nødvendig for å kunne fullt ut vurdere måle-

Dr. Rolf Nordhagen er forskningsstipendiat ved Van de Graaff-laboratoriet, Fysisk Institutt i Oslo.

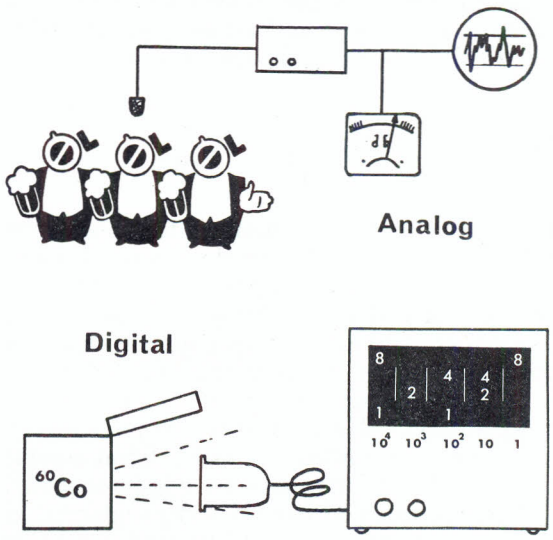


Fig. 1. Skjematisk fremstilling av en analog og en digital måling. Intensiteten i et lydfelt måles i analogi med utslaget på en kalibrert skala, mens den digitale måling gir et rent tall som resultat. Tallet på det viste elektroniske telleverk er 92568, representert som et binærkodet desimaltall.

resultatets gyldighet, noe som kan være mer enn vanskelig etter at f. eks. en stor elektronisk apparatur er blitt koblet inn i måleoppstillingen. En konsekvens av disse betraktninger er at eksperimentalfysikeren må være like meget teknolog som fysiker, enten man liker det eller ikke. Siden vi videre her utelukkende skal beskjeftige oss med teknologi, vil jeg derfor minne om at dette dog alltid bare må være metoden, og at det fysiske måleresultat må være målet.

Hva menes så med digital måleteknikk? Vi skjelner gjerne mellom to typer måleresultater, *analoge* og *digitale* (fig. 1). De fleste fysiske størrelser som vi måler forsøker vi å føre over i elektriske signaler ved hjelp av «transdusere». Et typisk eksempel er lydsignaler som måles med en mikrofon, forsterkes og observeres som et viserutslag på et måleinstrument eller som avbøyningen av strålen i et katodestrålerør. Dette kaller vi en analog representasjon av lydamplituden, vi finner den ukjente signalstyrken i analogi med utslaget på en skala. Denne skala må være kalibrert på forhånd med kjente signaler.

I motsetning til det analoge mål kan vi ta registreringen av kjernefysiske partikler ved hjelp av en detektor. Hver partikkel som stopper i detektoren gir en impuls til et elektronisk telleverk, og det endelige måleresultat foreligger som et rent tall, eller i digital form som det tall telleverket har kommet frem til. Tallet kan enten være representert som et decimaltall, på basis av grunntall 10, eller som et binært tall, på basis av tallet 2. Den siste reprentasjon er meget populær i elektroniske instrumenter, fordi de fleste elektroniske kretser har to stabile stillinger karakterisert ved strøm — ikke strøm gjennom kretsen.

Akkurat denne type måling er lett å foreta i digital form fordi måleresultatet fra transduseren, her en detektor, foreligger som enkelte begivenheter. Det samme er tilfelle ved frekvensmåling hvor opptelling skjer av periodetallet i et kort tidsintervall. I de aller fleste andre tilfelle foreligger den målte størrelse som et analogt signal. Styrken av et magnetfelt foreligger f. eks. som spenningen over en Hall-generator, energien av en kjernefysisk partikkel som styrken av et ione- eller elektronstrømstøt fra en detektor, intensiteten av et lys-signal som amplityden av det elektriske signal fra en fotoselle. Noen av disse analoge signaler er så svake at de må behandles elektronisk for å kunne styre avlesbare måleinstrumenter, skrivere eller oscilloskoper, andre kan føres direkte inn på et måleinstrument. Registreringen foregår på skriverens papirstrimmel, ved nedskriving av viserutslag, eller fotografisk. Ofte må registreringen følges av en avlesning, av utslaget på en skrivers millimeterpapir, eller ved fotometrering av en fotografisk plate.

Den analoge metode skaper spesielt store vanskeligheter i situasjoner hvor vi har

i) Meget hurtig varierende eller kortvarige fenomener,
ii) Store mengder av måleresultater som skal registreres,
iii) Tidskorrelasjoner mellom de registrerte størrelser av vital betydning.

Magnetbåndopptakere kan til en viss grad avhjelpe disse vanskelighetene hvis tidsfluktuasjonene ikke er for raske, ikke under millisekunder. Men vi møter et annet problem med analoge signaler. Den kvantitative behandling av signalamplityder i et elektronisk system, f. eks. i en forsterker, er ikke helt lett å få lineær. Vi kan få våre omhyggelig målte signaler ødelagt av forvrengning og støy, og det er derfor mange som tyr til frekvensmodulasjon som et middel for å unngå disse problemer. Ved raskest mulig å føre varierende signalamplityder over i en varierende frekvens, hvor frekvensen ikke er følsom for amplitydevariasjon og støy under den senere behandling, kan mye avhjelpes. Frekvensen må så demoduleres før avlesning, noe som igjen kan føre til vanskeligheter.

Disse generelle måleproblemer ble meget kraftig aksentuert i kjernefysikken i begynnelsen av 50-årene. Vi skal, for å illustrere anvendelsen av en digital teknikk ved registrering av analoge størrelser, trekke frem et eksempel i detalj, nemlig scintillasjonstelleren. Det var denne detektor som mer enn noe annet bidrog til å øke kravet om en langt mektigere registreringsmetodikk. Den kom frem i begynnelsen av 50-årene, omtrent samtidig med at en ny generasjon av bedre akseleratorer ble bygget etter krigen og gav et voldsomt oppsving i muligheten for studiet av atomkjernestrukturen. Vi har siden sett hvordan den høyenergiske kjernefysikk har ekspandert, og denne ekspansjon har vært nøye knyttet sammen med utviklingen i registreringsteknikk og elektroniske regnemaskiner, slik at det i dag er i denne del av fysikken vi finner de mest avanserte registreringsmetoder. Vi skal dog ikke her komme inn på disse, men holde oss til det ene eksempel fra kjernestrukturfysikken.

Blant scintillasjonstellerens fornemste egenskaper er at den reagerer meget hurtig på radioaktiv stråling, innen noen få nanosekunder (10^{-9}s) er selve registreringsprosessen over. Variasjonene i dette tidsrom kan gjøres enda mindre, og dette bestemmer en nedre grense for tidsdefinisjonen av prosessen på noen få ganger 10^{-11}s. Det aller viktigste er dog at vi i den vanligst brukte elektroniske kobling får ut en spenningspuls fra scintillasjonstelleren hvis amplityde, eller høyde — pulshøyden, er direkte et mål for den energi den registrerte radioaktive stråling etterlot i telleren. Vi får altså ut to typer informasjon:

i) Den kvantitative informasjon om energien i strålingen, eller energispektret.
ii) Den momentane tidsinformasjon om reaksjonens opptreden.

Den vanlige scintillasjonsteller for gammastråling, som har en natriumjodid-krystall som sitt følsomme volum, gjør det mulig å registrere hele gammaspektret fra en radioaktiv kjerne samtidig. Et slikt spektrum gir oss detaljerte opplysninger om energinivåene i atomkjernen og er av uvurderlig verdi for

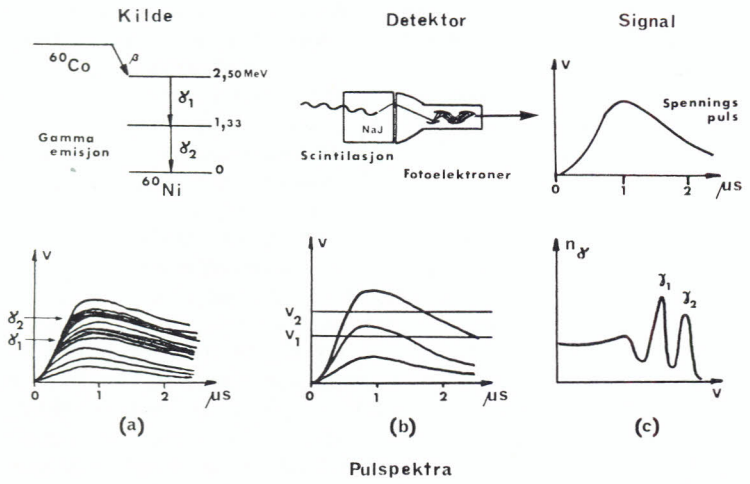


Fig. 2. Pulsspektrometri. Gammaemisjonen fra en radioaktiv kilde (^{60}Co) gir scintilasjoner (korte lysglimt) i en detektors følsomme volum. Dette utløser en strøm av fotoelektroner i en optisk tilkoblet fotomultiplikator. Strømmen måles som en spenningspuls ved utgangen av multi plikatoren. Dette gir (a) et pulsspektrum som vises slik det ser ut på et oscilloskop. Vi finner flest pulser med en pulshøyde tilsvarende de to γ-energier. Pulsspektret kan (b) måles ved å registrere bare de pulser som faller mellom to referansenivåer v_1 og v_2 (enkanal-måling) og vi finner (c) antall registreringer som funksjon av v_1 og med fast kanal-bredde v_2–v_1 .

forståelsen av kjernestrukturen. Når man dessuten ofte har med kortlivete kjerner å gjøre, eller med kjernereaksjoner som meget møysommelig fremkalles ved hjelp av en akselerator, er det naturlig at registreringen av all informasjon fra telleren er ønskelig. Men det viser seg at en ganske komplisert apparatur skal til for en slik samtidig registrering av hele pulshøydespektret (fig. 2).

La oss se på en vanlig målesituasjon. Vi vil følge amplitydevariasjonene i et bestemt frekvensbånd, fra en radiostasjon med en mottaker eller i et lydfelt med en mikrofon og et frekvensfilter. Vi har da en typisk enkanals situasjon, mottakeren eller filteret stilles inn på den ønskede frekvens og vi følger variasjonene med en høyttaler eller skriver. Vil vi oppnå registrering over hele frekvensbåndet kan vi gå et skritt videre, vi kan «scanne» eller stryke over båndet med mottaker eller filter og synkronisere skriveren med «scan»-perioden. På liknende måte kan vi betrakte våre pulser fra en scintillasjonsteller. Det er relativt lett å måle pulshøydene i en en-kanals situasjon. Vi setter opp en sammenlikningskrets, en «komparator», og finner ut om pulshøyden er større eller mindre enn en gitt referansehøyde. To slike komparatorer definerer et vindu mellom to referanser, og vi kan telle opp hvor mange pulser som faller mellom de to nivåer. Ved å forandre referansespenningene kan vi kartlegge hele spektret. Vi kan også «scanne». Her vil det nærmest si å automatisere prosessen: Sett referansenivåene, avles akkumulerte pulser, flytt nivåene, avles, etc. La oss nå gjøre scan-tiden liten i forhold til pulshyppigheten, altså meget rask, f. eks. 10^{-5}–10^{-4}s. Dessuten bytter vi om rollene for puls og referansenivå. Vi holder pulshøyden fast, i en kondensator f. eks. (en «hold»-krets i fagsjargongen), og presenterer i rask rekkefølge referansenivåene for den. Når vi finner det nærmeste referansenivå, har vi målt pulshøyden. Starter vi sammenlikningen samtidig med pulsens registrering og foretar en kontinuerlig, lineær sammenlikningsprosess f. eks. med en lineært stigende spenningspuls (som «sweep»-en i et oscilloskop) vil tidspunktet når de to spenningspulser er like være et mål for pulshøyden. Dette tidspunktet er lett å måle elektronisk, og vi har nå fått overført vår ukjente pulshøyde til et tidsintervall. Dette intervall overføres lett til et digitalt tall ved å åpne opp for en klokkepulsgenerator (korte pulser med en nøyaktig bestemt frekvens) i intervallet. Antallet klokkepulser kan telles opp og gir et rent tall for pulshøyden. Vi har med andre ord oppnådd en *analog til digital* konversjon (fig. 3).

Hvilke fordeler har vi oppnådd? For det første har vi fått en meget hurtig metode til overføring av analog informasjon til tall, med vanlig elektronikk er det lett å komme ned i en midlere digitaliseringstid på 10^{-4}s, med spesialkretser kan vi komme enda et par tierpotenser lenger ned. Men vi er stadig like langt fra å få en rask og effektiv oppsamling eller registrering av våre tall. Det er ved lagring av tallene at man drar full nytte av den digitale teknikk. Siden vi allerede har vår informasjon på digital form, kan vi benytte velkjent teknikk fra elektroniske regnemaskiner til lagringen da jo disse nettopp arbeider med digitale tall.

Den mest anvendte metode er her å bruke

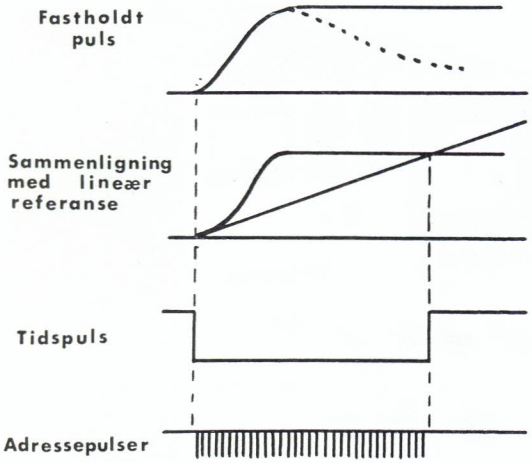


Fig. 3. Et eksempel på analog-til-digital konvertering av korte pulser. Pulsen holdes fast og sammenliknes med en lineært stigende spenning som starter når pulsen registreres. Samtidig starter en tidspuls som stopper idet puls og referansespenning er like. For samme stigning på referanse spenningen er lengden av tidspulsen et mål for høyden på pulsen inn. Tidspulsen slipper frem korte pulser med fast frekvens, og antallet av disse, adressepulsene, er tallmessig et mål av den opprinnelige puls.

et ferrit-lager. Det består av ørsmå magnetringer som har to skarpt atskilte magnetiseringsretninger. Ved å pulse dem i den ene eller annen retning kan man sette opp binærtallene 1 og 0 i dem, og kobles mange sammen til et register — eller ord — kan vi sette opp større tall i hvert ord. Ordene er igjen koblet sammen til et lager, og adgang til et bestemt får man ved å koble et adresse-register til lageret. For et bestemt tall i adresse-registeret, adressen, velges et bestemt ord i lageret ut. Tallet i dette ord kan så leses ut til et inn-ut lager-register, hvor vi kan forandre på tallet før det leses inn igjen på samme sted. Til lagring av pulshøyder lar vi pulsene fra analog-til-digital konversjonen telles opp av adresseregisteret. Deretter blir tallet som leses ut fra denne adressen og til inn-ut registeret øket med én, og det nye tall blir satt på plass igjen. Derved har vi lagret en puls til i denne adressen, eller *kanalen* som vi kaller den i dette tilfelle. Til hver kanal hører et bestemt pulshøydeintervall bestemt av tidsavstanden mellom to klokkepulser som sammenlikningskretsen slipper frem til adresse-registeret (fig. 4).

Vi oppnår så en tredje fordel, hva vi vil kalle prosessering. Med det mener vi behandling av vår innsamlete informasjon etter lagring. Den enkleste form er utlesning. Ved å telle

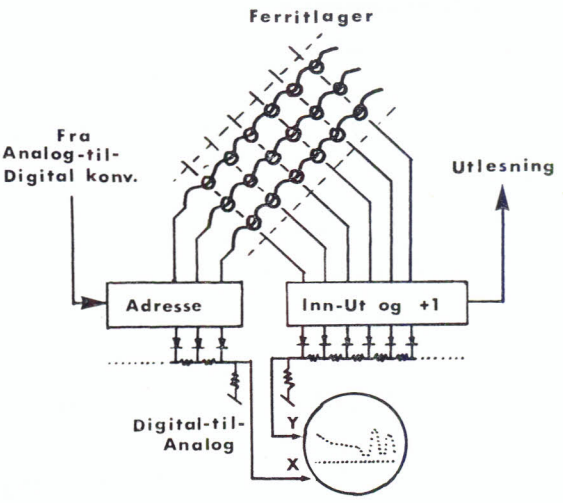


Fig. 4. Ferrit-lager slik det brukes i en pulshøydeanalysator. Adressepulsene fra analog-til-digital konverteren telles opp i adresseregisteret. Dette kobler et bestemt ord, kanalen, i lageret til inn-ut registeret. Denne kanalen leses så ut, innholdet økes med 1, og det nye tall leses tilbake på plass. Ved kontinuerlig å flytte seg frem i adresseregisteret og samtidig lese ut kanalene (uten addisjon av 1) kan man ved hjelp av digital-til-analog kretser vise frem lagerets innhold på et katodestrålerør, eller lese lagerets tall ut på skrivemaskin eller skriver.

frem adresse-registeret et steg av gangen kan vi lese ut inn-ut registeret for hvert ord — eller kanal, enten ved hjelp av lysende lamper koblet til registeret eller ved hjelp av noe ekstra utstyr som tall på en elektrisk skrivemaskin. Det er også lett å få ut en analog spenning tilsvarende tallet i et register, såkalte digital-til-analog konvertere er meget enkle kretser. Over en fast motstand slipper hvert siffer i registeret frem en strøm som svarer til sifferets verdi. Spenningen over motstanden, som da er et nøyaktig mål for tallet, kan så enten styre en skriver eller en av avbøyningsplatene på et katodestrålerør. Ved å koble adresseregisterets analogispenning til x-aksen, og inn-ut registerets til y-aksen, kan vi se innholdet i ferrit-lageret vårt som et spektrum på katodestrålerøret. Vi kan gjøre analogispenningen fra inn-ut registeret proporsjonal med logaritmen av registerets tall og får dermed også en logaritmisk skala (fig. 5).

Det kjernefysiske instrument som benytter seg av denne teknikk kalles en *pulshøydeanalysator*. Den består av en analog-til-digital konverter, et ferrit-lager med kontrollregistre, og en utlesningsenhet med katodestrålerør og tilkobling til skrivemaskin. Katodestrålerøret kalles på fagsjargongen «display». Dessuten

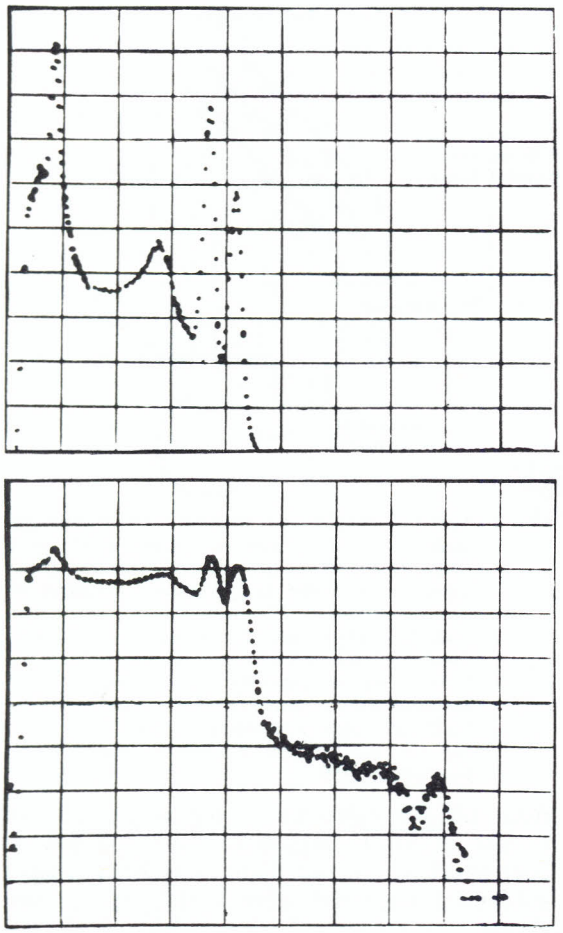


Fig. 5. Spektret av nukliden ^{60}Co slik den vises på katodestrålerøret i en pulshøydeanalysator, øverst i lineær, under i logaritmisk skala. Da ^{60}Co sender ut to γ-kvanter samtidig vil de kunne måles samtidig i detektoren og gir opphav til en liten sum-topp ved en pulshøyde lik summen av de to ordinære topper. Denne synes godt på det logaritmiske spektrum.

finnes noen få mer eller mindre raffinerte kontrollinnretninger. Den mest alminnelige størrelse på slike analysatorer er for tiden 400 kanaler (fig. 6).

Disse instrumenter har hatt en voldsom betydning for den kjernefysiske målemetodikk, og det er få kjernefysikere som i dag ikke på en eller annen måte benytter pulshøydeanalysatorer. Særlig i målesituasjoner hvor reaksjonshyppigheten er lav, og det derfor gjelder å få all informasjon med seg, eller hvor vi legger andre, ytre krav på informasjonen, er instrumentene nå uunnværlige. Et eksempel på det siste er målinger hvor vi forlanger samtidig registrering i flere detektorer, «coincidens»- eller samtidighetsmålinger,

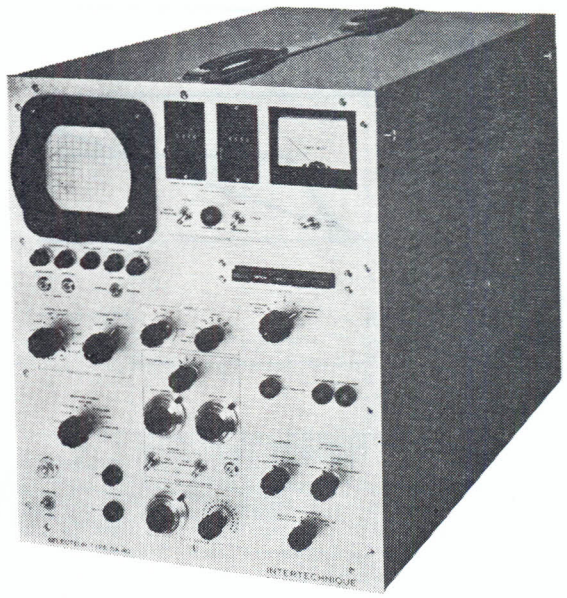


Fig. 6. En pulshøydeanalysator av fabrikat Intertechnique.

for å finne tidsammenhengen mellom forskjellige deler av energispektret. Effektiviteten av en slik måling er proporsjonal med produktet av de lave effektiviteter i hver enkelt detektor, og vi må måle lenge for å få tilstrekkelig med informasjon om prosessen. Å kunne samle opp alle de begivenheter som oppfyller våre betingelser i et mangekanalsystem er vesentlig hurtigere enn å operere med en-kanal systemer. Denne teknikk er i de senere år utvidet til det som kalles multidimensjonale systemer, med tusenvis av kanaler tilgjengelige for sortering etter en rekke forskjellige korrelasjonskrav (fig. 7).

Den videre utvikling av denne teknikk kan sammenfattes under følgende stikkord:

i) Direkte beregning under lagring
ii) Kontroll av resultater
iii) Styring av eksperimentene.

Dette kan vi oppnå ved å koble et fullt utstyrt elektronisk regneverk til ferrit-lageret. Vi kan da bearbeide resultatene elektronisk mens lagring skjer. Det har vist seg at ønsker en å utvide kapasiteten og mulighetene for bruk av pulshøydeanalysatorer kommer vi raskt opp i samme størrelse som små elektroniske regnemaskiner. En naturlig utvidelse er derfor å bruke en liten, hurtig elektronisk regnemaskin, og koble våre analog-til-digital konvertere direkte til denne. Det er da nesten

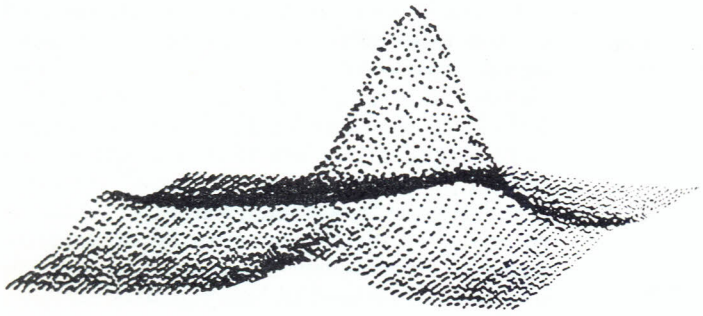


Fig. 7. Eksempel på en multidimensjonal måling. Et område av en todimensjonal måling hvor det er tydelig korrelasjon mellom adressene i x og y retningen.

ubegrensete muligheter for utvidelse av registreringsteknikken (fig. 8).

Som et enkelt eksempel på beregning under lagring, kan vi ta for oss automatisk stabilisering. Har vi meget svake signaler som skal digitaliseres, må ofte svært følsomme forsterkere til foran konversjonskretsene. Små variasjoner i forsterkningen kan da gi en lite ønskelig ustabilitet i målte pulshøyder. Vi slipper nå et fast referansesignal gjennom systemet forsterkerkonverter, og lar regnemaskinen stadig kontrollere at referansepulsene faller i riktig kanal, altså i riktig adresse. Merker maskinen forandring i referanseadressen multipliserer den hver pulsadresse som kommer inn med et tall tilsvarende den målte drift, og slik at referansepulsen igjen faller i riktig adresse. Dermed skjer lagring i de samme kanaler som før, og driften er kompensert.

Som et mer avansert tilfelle kan vi ta for oss kjernereaksjoner hvor vi observerer et stort antall reaksjonsprodukter i en rekke forskjellige tellere. Vårt digitale system kan da finne den totale energi observert, hvordan den fordeler seg mellom tellerne, og finne korrelasjoner mellom reaksjonsproduktene. Vi kan plukke ut spesielle reaksjonstyper ved å be systemet plukke ut de begivenheter som følger bestemte lovmessigheter. For eksempel er måling av gamma-strålers Compton spredning en metode til bestemmelse av gamma-strålers lineære polarisasjon, fordi denne spredning er avhengig av polarisasjonsgraden. For å kunne utføre en slik måling må spredningsbegivenhetene vi måler med sikkerhet kunne registreres som følge av Comptonspredning, og vi kan da la systemet bare velge ut de begivenheter som oppfyller Comptons spredningsformel. Vi koder formelen i regnemaskinen, og kontrollerer de innsamlete data fortløpende.

Dette er kanskje aller viktigst når det gjelder *kontroll* av eksperimentet. Ved å la de innsamlete data bli vist frem på et katodestrålerør vil vi hele tiden vite hva vi måler. Når eksperimentene tiltar i kompleksitet kan det lett hende at vi først lenge etter at målingene er foretatt får analysert våre data slik at vi kan kontrollere resultatet. Et digitalt system vil kunne gjøre mye analysearbeid under innsamling, og en fortløpende kontroll vil kunne spare mye tid. Særlig i komplekse situasjoner hvor det primære måleresultat ikke er umiddelbart meningsfylt, vil disse muligheter være av stor verdi.

Med et digitalt system er det også mulig å styre eksperimentet tilbake fra måleresultatet. Et eksempel her er fra røntgen-krystallografien hvor digitale maskiner er tatt i bruk blant annet til under måling å velge de mest meningsfylte målepunkter på basis av det allerede lagrete resultat. Man kan her oppnå både en effektivisering og en optimalisering av målingene.

Mange av disse metodene kan også realiseres analogt, med spesielle forsterkere, transdusere og ikke lineære kretser. Dette kalles i sjargongen for en «harware»-løsning som må spesiallages

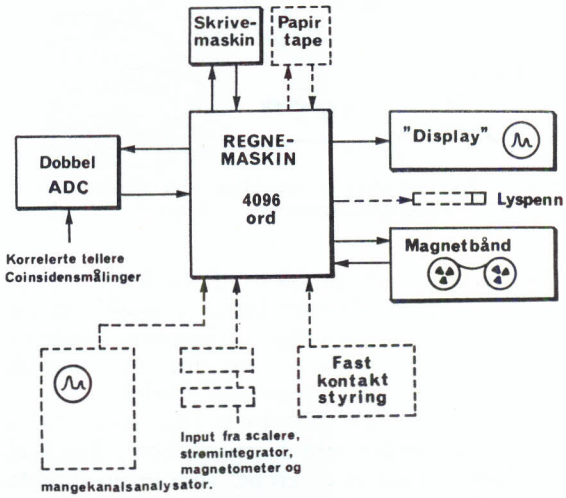


Fig. 8. Regneanlegg anskaffet til Kjernefysisk Laboratorium, Fysisk Institutt i Oslo, bygget opp omkring regnemaskinen PDP-7.

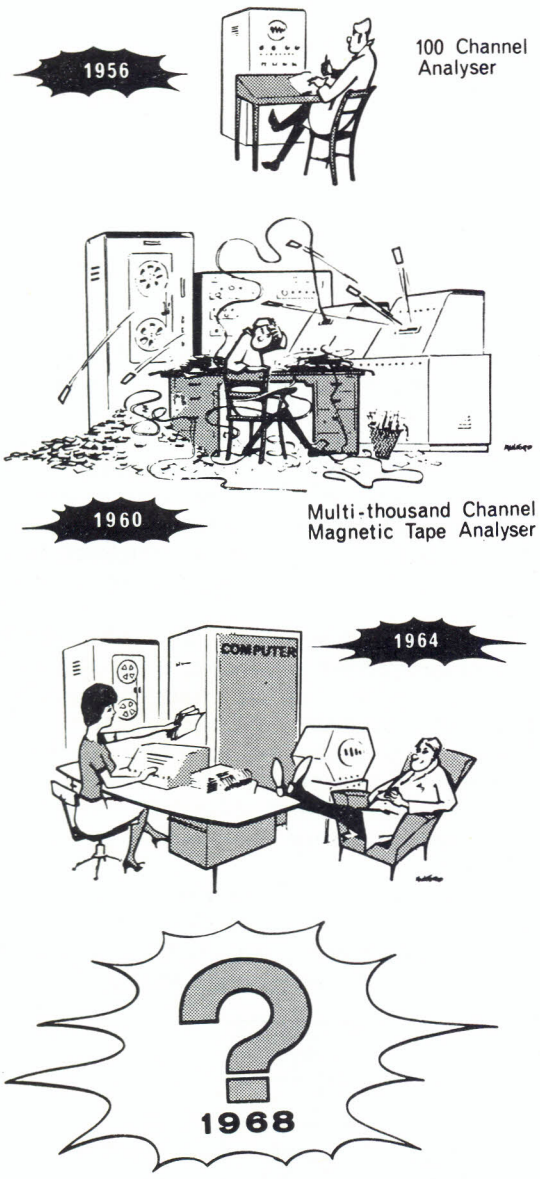


Fig. 9. Kjernefysikerens utvikling slik fysikerne ved atomenergilaboratoriet i Harwell, England, ser den.

for hvert enkelt problem. I en liten regnemaskin kan problemet kodes i maskinen og forandres for forskjellige variasjoner. Dette er en «software»-løsning som for et generelt anvendelig system er en stor fordel.

Denne teknikk kan med like stor fordel brukes av andre enn kjernefysikere. Jeg skal til slutt ta med et eksempel som er en direkte videreføring av pulshøydeanalysatoren. Denne teknikk kalles «signal averaging» eller signalmidling.

La oss se på et signal som gjentar seg med en fast tidsforskyvning i forhold til et annet signal, startsignalet. Vi vil måle det første signalet, dets amplityde og tidsforskyvning i forhold til startsignalet. Er signalet overlagret store mengder støy kan vi ikke se det for eksempel på et oscilloskop. Et klassisk eksempel er radarekkoet fra planeten Venus. Vi bruker nå en analog-til-digital konverter og digitaliserer signalet. Amplityden integreres i et tidsrom som er lite i forhold til hele signalets varighet, og dette integral går til konverteren og videre til et lager. Vi tar på denne måten ut deler av signalet («sampler») og sender hver del fortløpende i tiden til digitalisering. Hver del gir et digitalt tall som blir addert inn i ferritlageret. Adressen til tallet er i dette tilfellet gitt av antall tidsdeler fra startpulsen til den del vi tar ut av signalet. På et fast tidspunkt etter startpulsen begynner vi å plukke ut deler av signalet, og hver dels amplityde-tall går til fortløpende adresser. Dette er det motsatte av pulshøydeanalysatoren, der var det amplityden som bestemte adressen, og vi bare adderte en hver gang. Her er det tidspunktet som bestemmer adressen, og det er amplityden som blir addert. En slik fortløpende addisjonsrunde foretas for hver startplass, og for hver gjentakelse av signalforløpet får vi addert et nytt amplitydeforløp opp på de tidligere. Nå vil de ekte signaler addere seg opp som antallet gjentakelser, n, mens tilfeldig støy adderes opp som $\sqrt{n}$. Etter en rekke gjentakelser har vi fått en kraftig bedring av signal-støy forholdet, og en kan se det målte signal stå klart frem på f. eks. katodestrålerøret i en «display»-enhet (fig. 10).

Denne måleteknikk har fått en utstrakt anvendelse blant annet i biologi og medisin og særlig til studier av nervesignaler som følge av påtrykte stimuli. Teknikken kan brukes til rett og slett å lagre data, eller til å finne vibrasjonsfrekvenser i støyfylte omgivelser. Direkte auto- og krysskorrelasjonsanalyse av signaler under måling lar seg også gjøre. Den kanskje mest iøynefallende anvendelse i det siste har vært ved overføringen av Marsfotografiene fra Mariner IV. Her ble bildet sendt om og om igjen fra satelitten, og så addert ved mottakelse. Derfor står Mars' overflate mot oss med klare detaljer og svært lite støy i bildet.

Det er å tro at disse teknologiske fremskritt i målemetodikken vil få meget stor betydning for fysikken. Som vi ser er det en ny måte å bruke elektroniske regnemaskiner på. De opp-

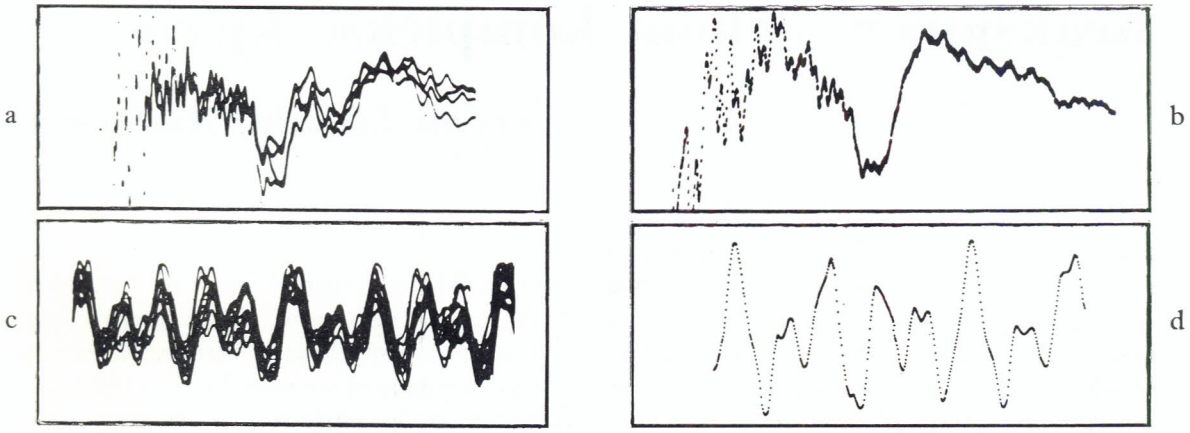


Fig. 10. Eksempler på «signal averaging» med regnemaskin. (a) viser transiente signalers tidsforløp etter et fast startøyeblikk, slik en ser dem på en oscilloskopskjerm og med overlagret støy. I (b) er de samme signaler digitalisert og addert sammen i et regneverk. (c) viser vibrasjonssignaler direkte på oscilloskop, i (d) er de samme vibrasjoner (ca. 200 forløp) digitalisert i forhold til en hovedfrekvens i signalet, og addert. Vi ser hvorledes det forbedrede signal-støy forhold får detaljer i signalene til å stå klart frem.

rinnelige typer anlegg brukes i dag til typiske beregningsoppgaver, riktignok av et omfang og en grad av kompleksitet som var ukjent for få år siden, men allikevel til tradisjonelle numeriske beregninger. Vi står nå overfor neste skritt i utviklingen, og tar i bruk regnemaskinene til oppgaver som betyr en ny dimensjon i innsamling og behandling av data, den direkte kobling av elektroniske regneverk inn i det eksperimentelle utstyr. Dette er et felt som skulle ligge vel til rette for fysikere, idet kombinasjonen mellom numeriske beregninger og praktiske målinger alltid har vært et viktig hjelpemiddel i fysikken. Det står allikevel igjen å minne om til slutt at uten et virkelig fundamentalt fysisk problem som utgangspunkt for målemetodikken har man liten glede av selv den mest avanserte elektroteknikk.

Fra Gymnasierådet, Rskr. 6–66:
Om bruken av enheter i fysikkoppgavene til examen artium på real- og naturfaglinjen.

Fra og med eksamen 1966 vil en, så langt det er forenlig med de nåværende lærebøker, nytte de symboler og navn for enheter som hører til SI-systemet og er vedtatt av Norges Standardiseringsforbund. Blant de mest brukte symboler kan nevnes:

m	meter	C	coulomb
s	sekund	V	volt
Hz	hertz	T	tesla
kg	kilogram	F	farad
N	newton	H	henry
J	joule	Ω	ohm
W	watt	cd	candela
A	ampère		

Som eksempel på symboler som ikke hører til SI-systemet, og som fremdeles brukes, kan nevnes:

dyn		cal	kalori
kp	kilopond	kcal	kilokalori
°C	grad celcius	hk	hestekraft

Som alminnelig regel vil en imidlertid helst unngå å bruke dekadiske multipler og undermultipler av enheter f. eks. g og cm. I det enkelte tilfelle vil det likevel falle naturlig å fravike denne regelen. Store og små tallstørrelser vil oftest bli gitt ved potenser av 10. Som eksempler kan nevnes:

Tetthet:
$13{,}6 \cdot 10^3$ kg/m^3

Lufttrykk:
760 mmHg eller 101 400 N/m^2

Spesifik resistans (motstand):
$17 \cdot 10^{-3}$ Ω mm^2/m

(H. T.)

Reaksjoner mellom komplekse kjerner

Del 2

Svenn Lilledal Andersen

Når vi så har sett på en del slike figurer som ligner hverandre mer eller mindre, så kan vi spørre: hva betyr så dette? Er det ikke nokså rimelig å vente at når to kjerner kommer nær nok til hverandre, så vil den ene kjernen forsøke å stjele fra den andre? Og det er riktig, og figurene forteller heller ikke noe mer. Slike, og lignende forsøk, kan betraktes som treningsrunder for å kunne starte på målinger som kan fortelle noe av større viktighet.

Det vi nemlig umiddelbart kan innvende mot disse målingene er at vi ingenting vet om energifordelingen av de overførte nukloner. Vi får ikke vite hva slags energitilstander nukleonet har vært innom.

Det er først i den aller seneste tiden at den eksperimentelle apparatur er blitt såpass nøyaktig at en kan snakke mer presist om hva som egentlig har foregått. Foreløpig spør en etter hvilken sannsynlighet det er for å finne en overført nukleon på overflaten av en kjerne. Og ved å få svar på det får vi vite noe generelt om bølgefunksjonen for det overførte nukleon i kjerneoverflaten.

En ren kinematisk beskrivelse er ikke tilstrekkelig for å beskrive en slik prosess. I Breit og Ebels [7] semiklassiske beskrivelse av overføringen eller «tunneling» som den kalles når det er tale om en overføring gjennom Coulomb-barrieren, trekker de inn en parameter, nemlig den «reduserte bredde». I så måte er den på linje med vanlig stripping-teori. Den reduserte bredde θ^2 kan skrives:

$$\theta^2 = -(\delta f_l/\delta \mathrm{E})^{-1}$$

der f_l er den logaritmiske deriverte med hensyn på r av den radielle bølgefunksjon av nukleonet, for $r = \mathrm{R}$, kjerneradien. Det målte virkningstverrsnitt er en funksjon av den reduserte bredde

$$\sigma = f(\theta^2)$$

Kjernemodellen kommer inn ved beregning av θ^2, og vi kan beregne virkningstverrsnittet ved hjelp av den reduserte bredde. På figur 6 er slike beregninger sammenliknet med eksperimentelle verdier. Ordinaten er det totale virkningstverrsnitt og abscissen energien i tyngdepunktsystemet. For lave energier, d.v.s. ved store vekselvirkningsavstander, er det overensstemmelse, men den bryter fort sammen for mindre vekselvirkningsavstander. Det er sannsynlig at både eksperimentene og teorien foreløpig er for kvalitative.

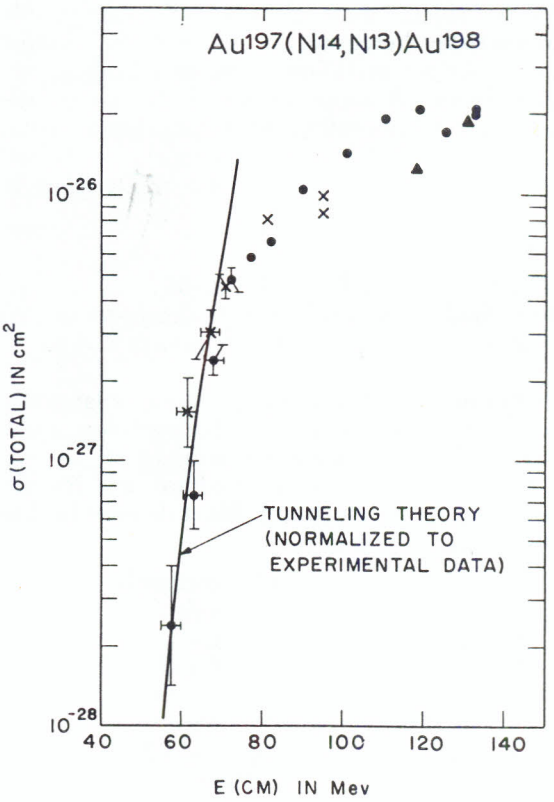


Fig. 6. Totalt virkningstverrsnitt for overføring av et neutron. Heltrukket kurve beregnet etter Breit og Ebels «tunneling»teori. (ref. 6).

Det er derfor klart at slike målinger også er et eksperimentelt problem, nemlig å måle nøyaktig hva som er foregått og det vil de fortsatt være en god stund ennå. Men når en får løst dette problem, er mulighetene til å få interessante opplysninger også så mye større fordi vi med tunge ioner har så mye større spille-rom med hensyn til overføring av partikler, impulser og impulsmomenter. På den annen side om vi lar være å sjele over til teoretikerne for å se om de er interessert i, eller kan bruke målingsresultatene, så er de rent eksperimentelle oppgaver meget interessante utfordringer i seg selv, og løsningen av dem kan bety mye også for andre typer av fysiske målinger.

Når vi kommer i energiområdet der flere nukleoner springer over, er prosessene vesentlig mer kompliserte, og enda mer ukjente. Men visse generelle trekk er kjente. Øker vi energien på de innfallende partikler noe over Coulomb-barrieren, vokser virkningstverrsnittet for mange-nukleon-overføring vesentlig. Ved overføringsforsøk får en inntrykk av at nukleonene da helst vil la seg fjerne i par, av protoner og neutroner. Et forsøk som viser dette er gjort i Krakov [8]. ^{181}Ta ble bombardet med ^{20}Ne ioner med energi 160 MeV. Det er rundt 60 MeV over Coulomb-barrieren. I dette tilfelle ble nukleonene strippet ut fra target-kjernen, og en regnet med at storparten av dem ble plukket opp av de innfallende partikler. Vi kan finne ut det ved hjelp av energibetraktninger. For å finne ut hva slags, og hvilket antall nukleoner som ble overført, ble targetkjernene undersøkt med radiokjemiske metoder, og resultatene er fremstillet i figur 7. Abscissen er antall overførte neutroner, og ordinaten virkningstverrsnitt. De heltrukne kurvene binder sammen de eksperimentelle punktene for 2 strippede protoner og for 3 protoner o.s.v. opp til 6 protoner. Vi ser at hver kurve har sitt maksimale virkningstverrsnitt for like antall protoner og neutroner, hvilket viser en preferanse for overføring av clustere.

Eksperimentet viser også et annet viktig forhold, nemlig at en med ^{20}Ne har greid å

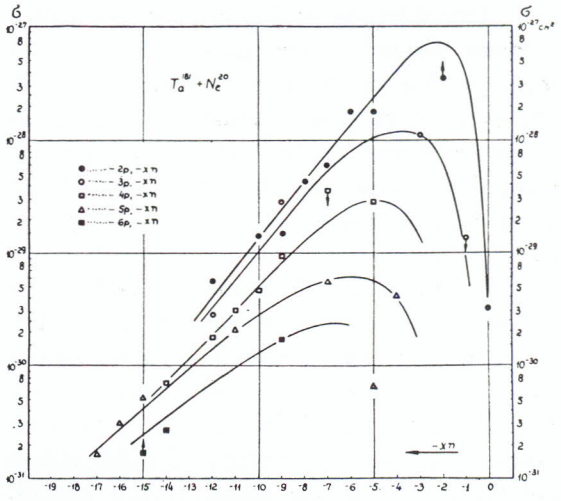


Fig. 7. Virkningstverrsnitt for mangenucleon-overføring. Abscissen er antall nautroner. (ref. 8).

overføre opptil ca. 20 nukleoner, eller hva som kanskje er tryggere å si, ta vekk ca. 20 nukleoner fra targetkjernen. Det viser at det kan være mulig å bestemme seg for hvilket antall en vil ha overført ved å påføre eksperimentet de nødvendige betingelser for det.

Det er ganske klart at vi på det nåværende stadium, i liten grad kjenner til mekanismen for overføring av flere nukleoner, og det finnes få data fra mange-nukleonoverføringer. Vi er simpelthen ikke kommet så langt ennå.

Og enda mer enn for enkelt-nukleonoverføring vil det stilles krav til den eksperimentelle dyktighet ved mange-nukleon-overføringer. Vi kan si at foreløpig er målet å finne frem til de reduserte bredder for enkelt- eller mangenukleonoverføringer, for derved å kunne få opplysninger om bølgefunksjonene for disse tilstandene. Og det er ingen liten oppgave å gjøre tilfredstillende målinger av disse størrelsene. Men perspektivene synes å være videre med mange-nukleonoverføringen, idet vi faktisk eksperimentelt skulle kunne endre både nukleonenes energikonfigurasjon og antall etter ønske. Og det er noe nytt og vesentlig.

Compound kjernereaksjoner.

Har den innkommende partikkelen energi høyere enn Coulombbarrieren, kan den trenge

inn i targetkjernen og forbinde seg med den. Dersom tilstanden som da dannes, varer så lenge at den tilførte energi rekker å fordele seg statistisk på mange nukleoner i den sammensatte kjerne, kalles den en compound-tilstand. I Bohrs opprinnelige formulering av compoundkjerne-begrepet var det gyldig bare under ganske bestemte forutsetninger. Kjernen skulle blant annet «glemme» sin fortid. I forbindelse med tunge ioner er forholdene til dels helt andre og sterkt forskjellige fra reaksjoner med lettere partikler, men fremdeles er det en del likhetspunkter igjen, og en velger å bruke samme betegnelse. Forøvrig er det blitt slik at alle reaksjoner vi ikke kjenner noe særlig til, starter i klassen compound reaksjoner, og blir værende der inntil annet er bevist. Det er helt klart at en mengde reaksjoner mellom komplekse kjerner, som i dag faller i denne gruppe, vil vise seg å være reaksjoner av helt annet art.

Ved kjernespektroskopi ser vi bort fra reaksjonsprosessen ved dannelsen av compound tilstanden, og måler på disintegrasjonsproduktene. Det er nå mulig å eksitere tilstander med høye spinn, og tunge ioner er meget effektive til undersøkelse av kjernenes skallstruktur. I følge skallmodellen og Bohr-Mottelson modellen fordeler energien av de enkelte nukleoner i kjernen seg i forskjellige skall. De vil da være bundet i bestemte energinivåer i forhold til hverandre. Partiklenes bevegelse tilordnes bestemte spinn, pariteter og energier. Ved å eksitere partikler opp i ledige energinivåer i skallene får vi et billede av hvordan skallstrukturen er.

Bohr-Mottelson tenker seg enkelte idealiserte måter å eksitere kjernen på og beregner eksitasjonene på grunnlag av disse. Spesielt for tunge kjerner i området sjeldne jordarter må modellen sies å ha hatt en stor suksess. Eksiteres kjernen ved rotasjon, vil nukleonene foretrekke ganske bestemte energinivåer som danner et bånd, rotasjonsbånd. Vibrerer den langs symmetriaksen, eksiteres nukleonene i andre bestemte energinivåer, β-vibrasjonsbånd, og vibrasjon loddrett på symmetriaksen vil så danne et tredje bånd γ-vibrasjoner o.s.v. De

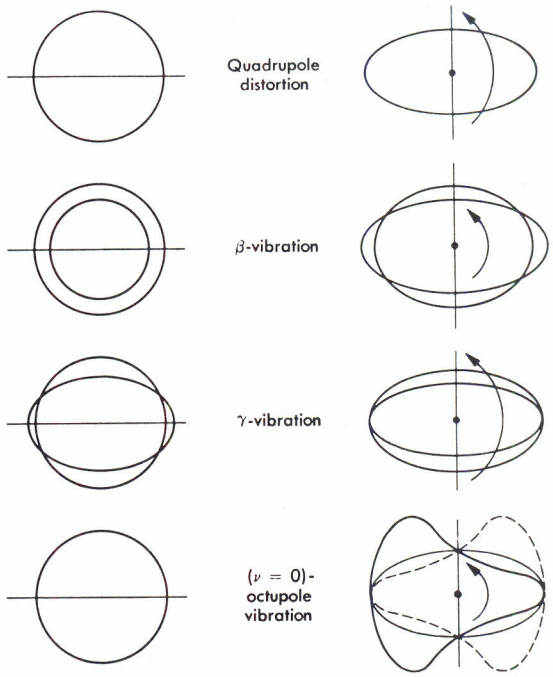


Fig. 8. Enkle svingningsmoder for en anslått kjerne. Venstre diagram er snitt perpendikulært på z-aksen, linjene er x-aksen. I høyre diagram er linjene z-aksen og snittet er i y-z-planet. Pilene viser rotasjonene. (ref. 9).

forskjellige eksitasjonsmoder er fremstillet på figur 8.

Vi har et godt eksempel på slike målinger fra et eksperiment Ole Lønsjø og medarbeidere (10) nylig gjorde ved Tandem-laboratoriet ved Universitetet i København. Resultatene er ennå ikke publiserte, men han har velvilligst stilt dem til disposisjon. De er fremstilt på figur 9. Kjernen ^{150}Nd ble bombardert med α-partikler med energi 20 MeV, og en danner compound-kjernen ^{154}Sm. Denne disintegrerer, ved først å sende ut et neutron, til ^{153}Sm, så ved å sende ut ett til, og en sitter igjen med ^{152}Sm, og det er denne kjerne de var interesserte i. De målte gammastrålene som ble sendt ut når den eksiterte ^{152}Sm kjernen disintegrerte til grunntilstanden. Ved så å systematisere resultatene fant de at de ved denne reaksjonen hadde fått eksitert nukleonene innen tre bånd, rotasjonsbåndet, opp til en spinnverdi 10 $\hbar$, β-vibrasjonsbåndet, opp til 12 $\hbar$ og γ-vibrasjonsbåndet opp til 4 $\hbar$. Dessuten hadde de

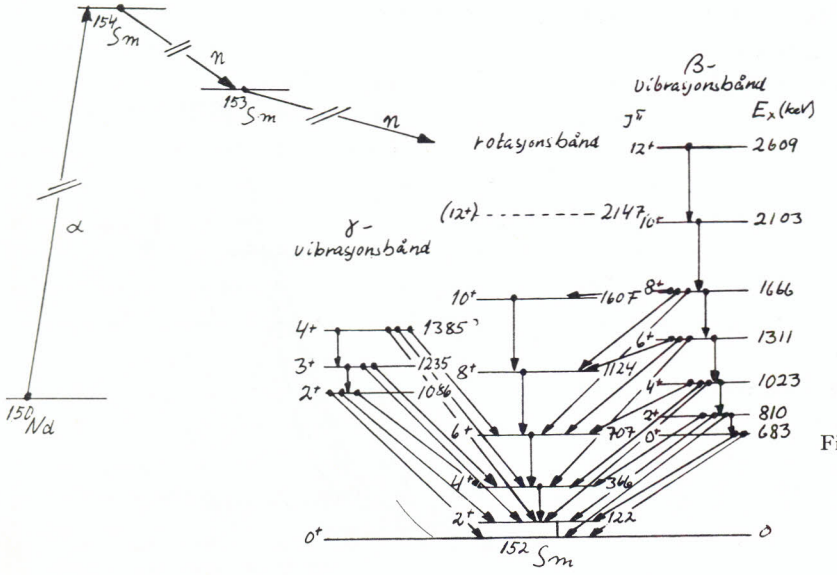


Fig. 9. Compound-kjernereaksjoner fra reaksjonen $^{150}Nd(\alpha, 2n)^{152}Sm$. (ref. 10).

fått opplysninger om hvordan enkelte energinivåer kan disintegrere til energinivåer tilhørende andre energibånd.

Den teoretiske modell skal kunne gi riktig beliggenhet av eksitasjonsnivåene, korrekt spinn og paritet og dessuten sannsynligheten for overgang ved gamma utsendelse. Ved bombardement med tunge ioner har vi allerede fått en mengde data om kjerner tilhørende de sjelden jordarter, og vi kan trygt si at Bohr-Mottelson modellen har hatt suksess med forklaringen av forholdene i disse kjerner.

Slike målinger er nyttige for å finne ut gyldigheten av eksisterende modeller, og de vil vel bli gjort over en rekke områder i det periodiske system. Her er vi på trygg grunn eksperimentelt og foreløpig teoretisk.

Men selv innen et så relativt oversiktlig felt som kjernespektroskopi er det overraskelser, og bruken av tunge ioner har også her utvidet mulighetene i høy grad.

Vi skal de litt nærmere på selve reaksjonsmekanismen. På figur 10 er det skjematisk tegnet opp de reaksjoner som kan forekomme når ^{12}C skytes inn mot ^{12}C. compoundkjernen blir ^{24}Mg. Det skraverte område betegner energi-intervallet der compound-reaksjonene foregår. Som vi ser kan det være vanskelig å

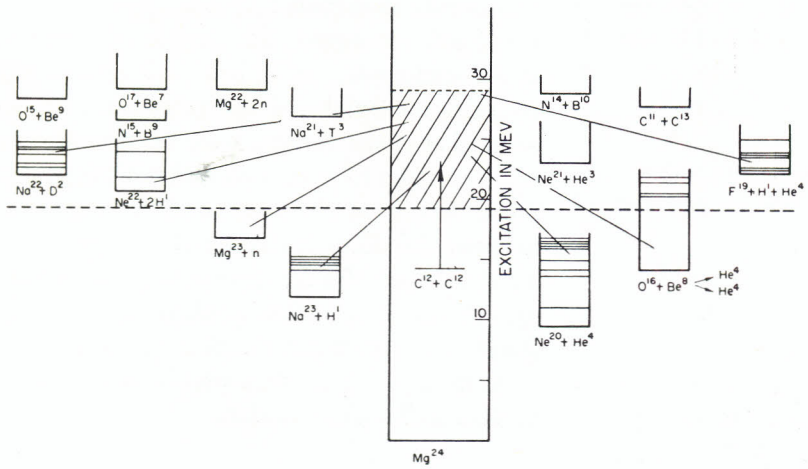


Fig. 10. Oversikt over mulige reaksjoner fra ^{12}C mot ^{12}C. (ref. 11).

skille ut den spesielle reaksjonen vi måtte være interessert i. I virkeligheten er problemet enda verre, fordi vi i samme energi-intervall vil få konkurranse fra direkte reaksjoner også. Men de måletekniske problemene lar seg som regel løse.

Vi kan spørre, hvorfor gjøre det så vanskelig med tunge ioner, når forholdene er vesentlig enklere med lettere ioner? Men det er et dårlig spørsmål, fordi vi kan ikke oppnå det samme med lettere ioner.

Formelt kan vi skrive virkningstverrsnittet for en compound reaksjon:

$$\sigma(a\,,\,b) = \sigma_c(a)\Gamma_b/\Gamma$$

der a og b er partikkel inn og ut, $\sigma_c(a)$ er virkningstverrsnittet for innfangning av partikkel a. Størrelsen Γ henger sammen med den midlere levetid ved: $\Gamma_i = h/t_i$, $\sum_i \Gamma_i = \Gamma$, der summen representerer alle mulige disintegrasjoner. Vi kan altså enkelt få vite noe om tilstandenes levetider.

Sannsynligheten for utsendelse av en partikkel b med et bestemt bølgetall k_b er proporsjonalt med tettheten av energinivåer

$$\mathrm{P}(b) \sim k_b{}^2\sigma_c(b)\,\mathrm{W}(\varepsilon_{\max}{}^{-}\varepsilon)\,d\varepsilon$$

der $\sigma_c(b)$ er virkningstverrsnittet for innfangning av partikkel b og $\varepsilon_{\max}{}^{-}\varepsilon \equiv \mathrm{E}$, eksitasjonsenergien av compoundkjernen. Vi får derved opplysninger om tettheten av energinivåene og deres energiavhengighet, som er viktige opplysninger ved den teoretiske behandling av dataene.

Figur 11 gir et inntrykk av virkningstverrsnittet for utsendelse av flere partikler, i reaksjonene:

$$^{51}\mathrm{V} + {}^{16}\mathrm{O} \text{ og } {}^{93}\mathrm{Nb} + {}^{12}\mathrm{C}$$

Den første reaksjon har Coulomb-barriere på $\sim$ 40 MeV, og vi ser hvordan sannsynligheten for utsendelse av forskjellige partikkel-

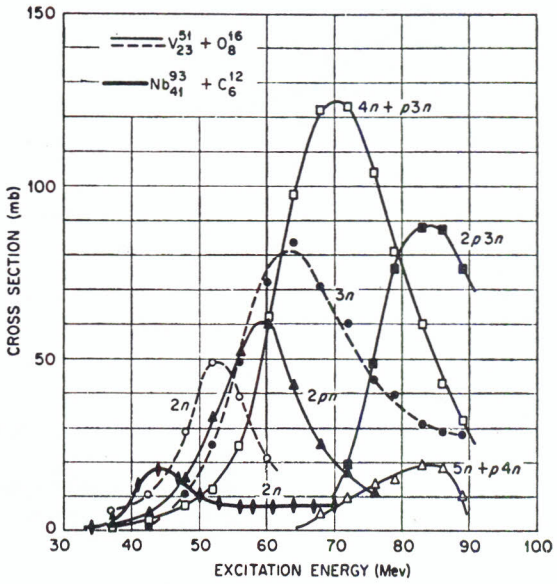


Fig. 11. Virkningstverrsnitt for Carbon og Oksygen induserte reaksjoner i ^{51}V og ^{93}Nb. Kurven for ^{93}Nb(^{12}C, 2n)^{103}Ag viser en karakteristisk utflating etter toppen ved 45 MeV. (ref. 3).

grupper har sine maxima ved bestemte eksitasjonsenergier.

Foreløpig er det mange usikre faktorer som gjør billedet dunkelt og gjør den teoretiske beregning av eksitasjonene vanskelige. Vi er f. eks. usikre med hensyn til brukbarheten av compound-kjernebilledet. Så hvor mye informasjon vi kan få ved å analysere reaksjonsmekanismen, er fremdeles et åpent spørsmål.

Den dannede compoundkjerne vil være sterkt eksitert ved innfangning av tunge ioner. Vi kan faktisk eksitere kjernene opp i tilstander der Pauli prinsippet ikke lenger gjør seg så sterkt gjeldende, og vi kan ta i bruk vanlig statistisk mekanikk ved beregningene. Det kan se ut til at vi kan eksitere store deler av kjernen opp i området hvor klassisk mekanikk er gyldig, mens resten av kjernen oppfører seg etter kvantemekanikkes lover, og det er noe nytt. Vi står her overfor fenomener av ganske annen art enn de vi til nå har arbeidet med, men de hører også fremtiden til. Skal vi her i Norge være med på å løse disse problemene, trenger vi altså en Tandem-maskin.

LITTERATURLISTE:

[1] G. Breit, M. H. Hull, og R. L. Gluckstern, Phys. Rev. *87*, 74, 1952.
[2] R. Kaufmann og R. Wolfgang, Proc. of 2. Conf. on react. between Complex Nuclei. John Wiley & Sons, Inc., New York, London, *30*, 1960.
[3] A. Zucker, Annual Rev. of Nuclear Science, *10*, 31, 32, 48, 49, 1960.
[4] J. A. McIntyre, S. D. Baker og K. H. Wang, 2. Conf. on react. between Complex Nuclei, 181, 186, 1960.
[5] I. Alster og H. E. Conzett, 2. Conf. on react. between Complex Nuclei, 177, 1960.
[6] I. H. McIntyre, F. C. Jobes og T. L. Watts, 2. Conf. on react. between Complex Nuclei, 21, 23 1960.
[7] G. Breit og M. E. Ebel, Phys. Rev. *103*, 679, 1956, *104*, 1030, 1956.
[8] W. Goochulski, T. Kwiecinska, Lian Go-chan, E. Lozynski, I. Maly, L. K. Tarasov, V. V. Volkov. Proc. of the 3. Conf. on react. between Complex Nuclei, 126, University of California Press 1963.
[9] M. A. Preston, Physics of the nucleus, Addison-Wesley, Publ. Comp. Inc. London, 246, 1962.
[10] G. B. Hagemann og O. Lønsjø, ikke publisert.
[11] E. Almqvist, D. A. Bromley, og I. A. Kuehner, 2. Conf. on react. between Complex Nuclei, 284, 1960.

SOLAR RADIO ASTRONOMY

Av Mukul R. Kundu.
Interscience Publishers, John Wiley & Sons 1965.
660 s., 350 ill. Pris 150 sh.

Radiostråling fra solen ble først påvist i 1942. Etter omfattende observasjoner gjennom to hele solflekkperioder og ved teoretiske studier er man nå kommet frem til en forholdsvis klar forståelse av den solare radiostråling og hovedtrekkene ved genereringsprossene og forplantningsforholdene i solatmosfæren.

Observasjonsresultater og teoretiske arbeider har hittil foreligget i form av et meget stort antall artikler fordelt på tallrike tidsskrifter, rapporter og symposiepublikasjoner innen såvel astrofysikk, plasmafysikk som hydrodynamikk, slik at det har falt meget besværlig å orientere seg innen dette område. En har savnet fyldigere oversikter.

Kundu, som har vært engasjert i radioastronomisk forskning i India, Frankrike og USA i en årrekke, har tatt for seg den store literaturmengden og har tilfulle maktet å lage en uttømmende oversikt over vår nåværende kunnskap om den solare radiostråling. Stoffet er greit ordnet i 18 kapitler. Literaturhenvisningene, i alt ca. 530, er ordnet alfabetisk bak i boken. De innledende kapitlene, som gir en oversikt over optiske fenomener på solskiven, genererings- og forplantningsprosesser samt observasjonsmetoder, er sterkt komprimerte. For å kunne samle den ønskede totalinformasjon innenfor en enkelt bok synes det imidlertid rimelig, som forfatteren har gjort, å henvise til annen literatur når det gjelder detaljstudier av grunnlagsstoffet. De forskjellige komponenter i den solare radiostråling er ordnet meget systematisk i 8 kapitler. I korte avsnitt behandles sammenhengen mellom solare radioutbrudd og geomagnetiske effekter, videre radarundersøkelser av solen samt undersøkelser av den langbølgede stråling ved hjelp av satellitter utenfor jordens jonosfære.

Som den første samlede oversikt i solar radioastronomi vil Kundus bok være til stor nytte for de forskere som er engasjert i studiet av de mange problemer som ennå er uløst på dette felt. Som lærebok kan den, på grunn av sin knappe form, neppe anbefales for studenter som ikke har solid bakgrunn i radiofysikk.

Gunnar Eriksen.

INTRODUCTION TO THE QUANTUM THEORY

Av David Park.
McGraw-Hill Book Company 1964. 547 s.

Sammenlignet med andre bøker om samme emne utmerker denne seg ved at det er lagt stor vekt på de fysikalske sider av teorien. Leseren forutsettes bare å ha kjennskap til elementær matematisk analyse og deler av boken skulle med fordel kunne benyttes av studenter på grunn- eller mellemfagstrinnet.

De første 350 sider av boken gir en grundig innføring i selve teorien. Spesielt merker man seg her at potensialspredningen er behandlet både som tidsavhengig perturbasjon og som diffraksjonsproblem, noe som forhåpentlig kan bidra til å oppklare de mange misforståelser som oppstår på dette viktige område.

Bokens siste del omhandler kvanteteoriens anvendelse på forskjellige områder, elektroner i periodisk potensial, heliumatomet, nøytron-proton vekselvirkningen og kvantestatistikk for å nevne noen.

Boken anbefales for studenter og for fysikere som er blitt «avskremt» av andre bøker i kvanteteori.

H. Kolbenstvedt.

THEORETISCHE PHYSIK

Av G. Falk.

I Punktmechanik
Ia Aufgaben.

Heidelberger Taschenbücher, Springer Verlag, Berlin-Heidelberg-New York 1966.
Pris: 2×8.80 D.M.

Gottfried Falk vil være kjent for nogen av tidsskriftets lesere idet han har skrevet den gode artikel *«Algebra»* i den nye *Handb. d. Physik Bd. II.* Den foreliggende bok er en verdifuld tilvekst til lærebøkene i Klassisk Mekanik, ikke så dypsindig som Sommerfelds men mere koncentrert og kanskje mere effektiv.

Forfatteren har lagt an på å bruke endel hypermoderne exempler bl. a. fra kjerne-fysiken og elementarpartikelteorien. Relativistisk mekanik får også en bredere plass enn det er vanlig.

Oppgavebindet Ia er et helt nødvendig komplement til læreboken bind I. Visse fundamentale ting er nemlig forlagt dit i form av gjennemregnede exempler istedetfor å presentere dem som almindelig thoremer.

En påfallende mangel i boken er innføring i Mekanikens transformasjonsteori. Den burde høre med til standardgrunnlaget i Teoretisk Fysik, særlig nu da gruppeteoretiske sammenhenger er blitt så viktige. Og professor Falk skulde ha særlige forutsetninger for å skrive nettop dette avsnitt. Ganske visst har man lange kapitler om transformasjonsteorien både i Corbens og Goldsteins lærebøker. Men desværre er det nokså vilkårlige kompilasjoner fra ældre litteratur. Jeg håber derfor at Falk kommer tilbake til saken i et senere bind.

Utover det stof som er ren mekanik inneholder Falks bok også korte gode innføringer i en del matematiske saker som er meget nyttige for en fysikstudent: Lineær Analyse, L. Schwartz'ke distributioner, Dispersjonsrelasjonene.

H. Wergeland.

THE ENCYCLOPEDIA OF PHYSICS

Av Robert M. Besançon, redaktør.
Reinhold Publishing Corporation, New York.
832 s., $ 25.00.

Verket er utgitt som en del av en serie av oppslagsbøker på forskjellige fagområder, og inneholder 316 artikler om utvalgte emner innen fysikken. Det dreier seg både om større oversiktsartikler om de forskjellige hovedgrener av fysikken, og om forholdsvis kortfattede artikler som gir mer detaljerte opplysninger om spesielle emner.

Når det gjelder et verk som dette, er det jo en nokså håpløs oppgave å gi seg i kast med å *lese* boken, og hva svært mange av artiklene angår, har undertegnede heller ingen forutsetninger for å gi en kritisk vurdering av innholdet. Etter å ha studert en del av artiklene sitter en imidlertid igjen med det inntrykk at verket holder en meget høy standard både hva vederheftighet og fremstillingsmåte angår.

Det er muligens en ulempe at de forskjellige bidragsyterne setter så høyst ulike krav til lesernes forkunnskaper. Enkelte artikler er holdt på et så vidt avansert nivå at de bare kan leses med utbytte av folk med meget solide kunnskaper i fysikk, mens andre er mer av den type som finnes i vanlige leksika.

Verket inneholder en større artikkel om symboler, enheter og nomenklatur, og det virker en smule irriterende at de anbefalinger som blir gitt i denne artikkelen, ikke alltid blir fulgt i resten av verket. Det skal videre påpekes at enkelte av figurene i boken virker litt for hjemmelagete.

Arne Reitan.

H. R. Griem: «Plasma Spectroscopy»,
McGraw-Hill Co. 1964. 580 sider.

Denne boken behandler på etterutdannelsesnivå tre vanligvis atskilte fagområder: Kvantemekanisk strålingsteori, plasmafysikk og -termodynamikk, og eksperimental plasmaspektroskopisk metodikk. Da dessuten 206 av bokens 580 sider er fylt av numeriske tabeller over oscillatorstyrker, spektrallinjeprofiler o. l., vil en pålitelig anmeldelse fordre en komité samt en elektronisk regnemaskin. Den nåværende anmelder er gassutladningsfysiker med tendens til sleiv i nedslaget etter større kvantesprang.

I de innledende teoretiske kapitler starter forfatteren på forholdsvis elementært grunnlag, og utleder de ønskede klassiske og kvantemekaniske strålingsformler ved bruk av et minimum av mellomregning og definisjoner, og godt understøttet av fysisk resonnement. Kapitlene om eksperimentell apparatur og metodikk gir så en grei vurdering av de enkelte instrumenters og metoders anvendbarhet, men forutsetter at leseren

allerede har kjennskap til instrumentenes virkemåte. Hvert kapitel (inklusive, karakteristisk nok, forordet) er forsynt med rikelige litteraturhenvisninger. Etter hvert kapitel finnes oppgaver med løsninger.

Bokens hovedmisjon er som oppslagsverk ved spektroskopiske undersøkelser over jordiske og stellare gassutladninger og plasma, og vil være en uunngåelig investering for alle som arbeider med bestemmelser av atomparametere, plasmatemperaturer og -tettheter. Ved siden av den selvfølgelige verdien av den svært fullstendige, samlede oversikt over eksperimentelle metoder, ligger bokens særegne styrke i at de mange numeriske tabeller er kombinert med utledning og kritikk av de underliggende appoximative formler.

Informasjonstettheten i boken er for stor til at denne alene kan anvendes til selvstudium for nyutdannede fysikere. Kombinert med et godt vitenskapelig bibliotek eller som kompendium til mer utfyllende etterutdannelses-forelesninger synes den imidlertid å gi en utmerket rettesnor for studiene, med oppgavene som gode kontroller på at stoffet er fordøyet.

Fremstillingen bærer et visst preg av at forfatteren må ansees som en av tidens fremste autoriteter på plasmaspektroskopiens område. De mange vurderinger og usikkerhetsangivelser som tildels kan virke litt «tatt ut av luften», er leseren sannsynligvis nødt til å godta inntil han selv har skaffet seg tilsvarende praktisk erfaring.

Anmelderen har ikke funnet flere feil enn rimelig for et så innholdsrikt verk.

R. S. Sigmond.

FYSIKERMØTET 1966

Norsk Fysisk Selskaps årlige fysikermøte ble holdt i Oslo og på Kjeller i dagene 1., 2. og 3. juni 1966. Det var anmeldt ca. 120 deltagere og 54 seksjonsforedrag.

Den første dag bleformiddagssesjonen brukt til plenumsmøte med diskusjon av temaet «Norsk fysisk forskning — hva vil vi — hva bør vi — hva kan vi?». Innledere var professorene Tore Olsen, Haakon Olsen og Bjørn Trumpy. Til stede var ca. 230 personer. Referat av innledningene og debatten blir gitt senere i tidsskriftet. Første dags ettermiddag ble brukt til seksjonsforedrag.

Annen dag ble møtet holdt på Kjeller. Også denne dag var det plenumsmøte i formiddagssesjonen med oversiktsforedrag om reaktorfysikk (J. O. Berg), neutronfysikk (T. Riste) og laserfysikk (T. Jæger). Etter seksjonsforedragene om ettermiddagen holdt Norsk Fysisk Selskap sitt årsmøte på Kjeller. Om kvelden var det festmiddag i Frederikke på Blindern med ca. 100 deltagere.

Tredje dag ble i sin helhet brukt til seksjonsforedrag på Blindern.

De anmeldte seksjonsforedrag fordelte seg slik på de enkelte emner:

Faste stoffers fysikk	12
Høyenergi kjernefysikk	7
Lavenergi »	13
Lasere, reaktorfysikk	6
Teoretisk fysikk	10
Forskjellige andre emner	6

BERGENS PRIVATBANKS JUBILEUMSFOND VED N.T.H.

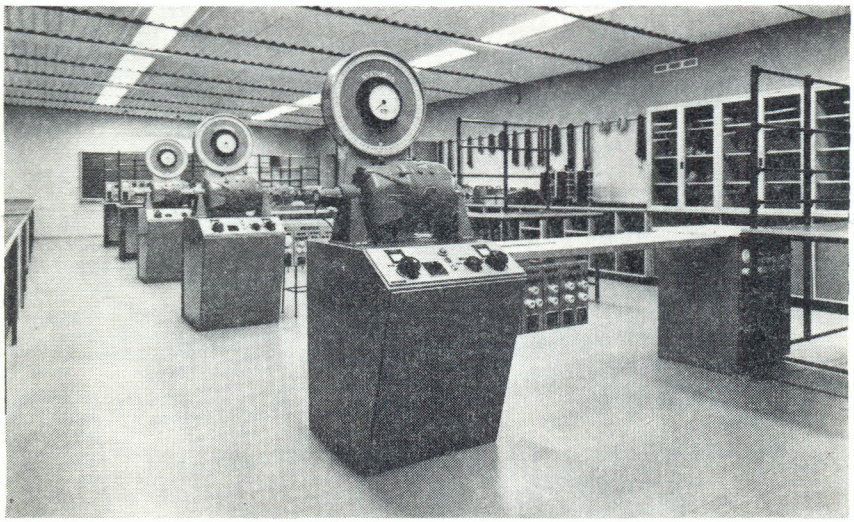
Styret for Bergens Privatbanks Jubileumsfond ved NTH har til disposisjon for tidsrommet *1/7 1966 — 30/6 1969 inntil kr. 75.000,— pr. år, eller til sammen inntil kr. 225.000,—, til støtte for et forskningsprosjekt.*

Etter statuttene skal avkastningen av fondets kapital gå til spesielle *større forskningsoppgaver av betydning for norsk industri.* Vedkommende forskningsarbeid skal i alminnelighet foregå ved Norges tekniske høgskole og/eller ved SINTEF. Styret skal etter statuttene ved tildelingen av bidrag ta sikte på derigjennom å styrke disse institusjoners faglige miljø og dra nytte av forskningsprosjektenes ledere og personale, særlig for den videregående undervisning, og opplæring i forskningsarbeid ved høgskolen og for SINTEF's forskningsvirksomhet. Dersom en søker blir tildelt bidrag for gjennomføring av et større prosjekt som det vil være hensiktsmessig å la fortsette over flere år, vil vedkommende kunne gjøre regning med årlige tildelinger innenfor den ramme som er angitt foran, under forutsetning av at fortsettelsen av arbeidet og det videre program blir fastlagt i forståelse med fondets styre.

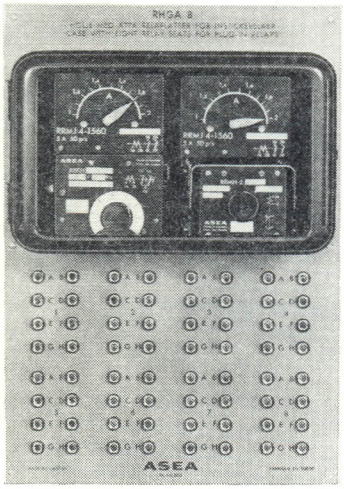
Tildelingen av bidrag vil inkludere lønnsutgifter til personell knyttet til vedkommende prosjekt. Leder som ikke har annen hovedstilling, vil kunne regne med full lønn etter kvalifikasjoner — inntil professors lønn.

Fondets styre har etter statuttene adgang til dersom det finner grunn til det — å la være å nytte disponible midler, idet disse i så fall — helt eller delvis — kan legges til kapitalen eller avsettes for senere anvendelse.

Søknad om tildeling av bidrag kan sendes fondets styre, adresse *høgskolesekretæren*, NTH, før 10. august 1966.



Laboratorium med elektriske momentvekter



Relésentral med reléer av innstikkstypen for enkel tilkopling med bananstikker.

ASEA

Komplette utrustninger for undervisning — forskning — laboratorier og demonstrasjoner.

Dessuten leveres laboratorieapparater som: nettmodell, belastningsmotstand, belastningskondensator, belastningsreaktor, kontaktorer og instrumenter.

A/S Per Kure

Norsk Fysisk Selskap

Formann: Professor dr. Njål Hole

Styre: Direktør O. Chr. Böckman
Professor dr. Aadne Ore
Professor dr. Harald Trefall
Dr. philos Tormod Riste

Selskapets sekretær: Ingerid Rognes,
Fysisk Institutt, N. T. H.,
Trondheim

Postgirokonto: 88388 **Bankgirokonto:** 236880 - 285

Fra Fysikkens Verden

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

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

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

Teknisk medarbeider: Laboratorieing. Halvard Torgersen, N. T. H.

Annonser: Laboratorieing. Halvard Torgersen, N. T. H.

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

Ekspedisjonens adresse: Fra Fysikkens Verden,
Fysisk Institutt, N. T. H. Trondheim.

Postgirokonto: 10472 **Bankgirokonto:** 236545-28

GYMNASIASTER OG STUDENTER!

Dere kan få

Fra Fysikkens Verden

til redusert pris: kr. 10,— pr. år.

Abonnement kan tegnes enten ved postverket

eller ved direkte henvendelse, se adressen ovenfor.

Aktietrykkeriet i Trondhjem