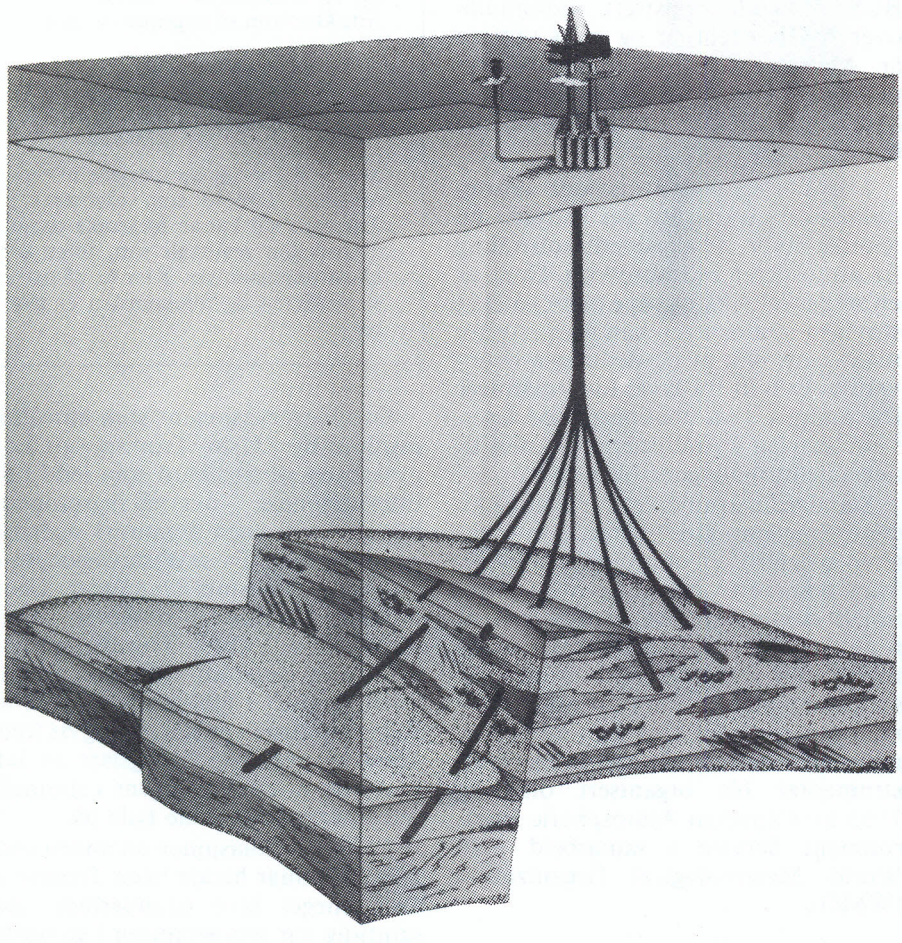
Fra Fysikkens Verden

Nr.2 - 1987
49. årgang

Utgiver:
Norsk Fysisk Selskap

Redaktører:
Øivin Holter
Finn Ingebretsen

Redaksjonssekretær:
Tor I. Langeland



Innhold

R.M.Holt og E.Fjær:
Borehullslogging 30

B.Jacobsen, B.Lybekk, P.E.Sandholt og A.Egeland:
Nordlys dag og natt 36

H.Theisen og O.Steinsvoll:
MRI – Snittbilder 39

O.Steinsvoll og J.L.McCauley:
Supraledning 43

Fra Redaktørene 26
Nyheter FFV: OZON 26
In Memoriam: W.Stoffregen 29
FFV-Panelet: **John Rekstad** 28
Bokomtaler 44
Nytt fra NFS 48

ISSN-0015-9247

Fra Redaktørene

Fysikk er igjen i fokus. Fra vårt utsiktspunkt, Universitetet i Oslo, kan vi observere en interessant effekt av det skifte i faglig moteretning som har skjedd siden 70-årene; mens antall uteksaminerte hovedfagskandidater i biologi går ned, går antallet i fysikk opp. Fysikk og biologi ser ut til å være fag i motemessig «motfase». Dette er ikke en ønsket effekt; det viser snarere at studentenes faglige preferanse påvirkes av tilfeldige strømninger utenfor fagmiljøene. Og vårt fagmiljø har bare i liten grad tatt konsekvensene av dette, det har istedet hevet «øyenbrynene» i forbauselse over at de gode studentene kunne finne på å velge oss ut.

I dag er det en økende tilgang på gode studenter til fysikk hovedfag. En viktig grunn er det faktum at fysikk er et helt nødvendig fundament for den teknologiske utvikling som nok en gang er kommet på mote. Og som John Rekstad understreker i sitt Panelinnlegg: politikerne har nå satt kunnskapssamfunnet og teknologisk utvikling på sin dagsorden. Fysikken er i bokstavelig forstand blitt «nyttig», noe som underbygges av flere artikler i dette nummer av FFV. Fysikkens nytteaspekt er blitt fulgt opp på de akademiske lærestedene, men det har også startet en debatt blant fysikere; *hva ønsker vi og hva ønsker vi ikke av det som nå er i ferd med å skje.*

En berømt fysiker skal en gang ha uttalt at det verste som kan skje med fysikken som fag er «at den blir nyttig». Få ønsker vel fysikkens «akademiske elfenbenstårn» – høyt hevet over den trivielle fysiske, sosiale og politiske hverdag – tilbake. Ikke desto mindre understreker sitatet et poeng som mange fysikere er opptatt av; nemlig at faget fysikk i aller første rekke dreier seg om erkjennelse. Men denne erkjennelse har ikke bare filosofiske og idémessige konsekvenser, den har også store praktiske – la oss kalle det innovative – konsekvenser. Enten vi liker det eller ikke; fysikk er «nyttig». Men i skjæringspunktet mellom erkjennelse og innovasjon er det behov for innsiktsfulle fysikere – fysikere med en solid forankring i faget – som også evner å plassere faget i en politisk, økonomisk og sosial virkelighet. Det er viktig å finne denne plasseringen – dette samfunnsmessige balansepunkt – for norsk fysikk. Vi håper at Fra Fysikkens Verden også kan bli et forum for formidling av innspill og synspunkter i denne debatten om fysikkens samfunnsmessige rolle.

∞

Nyheter FFV

OZON i atmosfæren – hva skjer?

I 1986 ble det offentliggjort resultater av ozonobservasjoner fra Antarktis som viste en entydig nedgang i ozonmengden i månedene etter vintersolverv, i den tiden man venter at ozonmengden skal stige. I stedet for et maksimum i september-oktober viste målingene et minimum for den årlige variasjon i ozonmengden. Det hadde skjedd en gradvis utvikling fra 1977 av, og det ser ut som et bunn-nivå ble nådd i oktober 1985, med en midlere ozonverdi som lå mer enn førti prosent under forventet verdi. Ozonverdien for oktober 1986 ligger høyere og man er selvsagt spent på hva verdiene blir i 1987. Det refereres her til pålitelige bakkeobservasjoner fra Syowa, en japansk stasjon på 69 grader syd. De forventede ozonverdier som man har brukt som referanse er middel-verdier fra målinger utført med Dobsoninstrumenter gjennom en 18-års periode opp til 1975.[1,2,3]

Høsten 1986 kom det meldinger om at den amerikanske satellitten NIMBUS 7 hadde registrert «ozonhull» over Arktis i februar og mars samme år. Måleresultatene – som fikk stor publisitet – skapte usikkerhet og bekymring med hensyn til eventuelle biologiske konsekvenser.[4,5]

I satellitten som registrerte «ozonhull» over Arktis ble det benyttet en teknikk hvor tilbakespredt solstråling fra atmosfæren blir observert. Dette er en sårbar teknikk og mye tyder på at et støvlag i stratosfæren kan ha forstyrret målingene, slik at de deduserte ozonverdier er blitt for lave. Lidarmålinger fra Andøya, dvs. målinger med laser, viser støvlag i stratosfæren på den tiden satellittmålingene ble utført.[6]

Standardinstrumentet for måling av ozonmengden i atmosfæren er et spektrofotometer (Dobsoninstrumentet). Man observerer intensiteten av ultrafiolett stråling ved bakken og kan ut fra slike observasjoner beregne ozonmengden i atmosfæren. I midten av syttiårene startet man ozonmålinger med instrumenter ombord i satellitter, mens det eksisterende nett av bakkeinstrumenter ble organisert omkring 1955 av Canadian Atmospheric Environment Service i samarbeid med World Meteorological Organization (WMO).

Ozonen ligger som et beskyttende filter oppe i atmosfæren, hvor den absorberer og stenger ute den ultrafiolette strålingen som DNA molekylet absorberer, og har derfor stor biologisk betydning. Den ultrafiolette strålingen fra solen spalter luftens molekylære oksygen. Dette gir atomært oksygen som i sammenstøt med det molekylære oksygen danner ozon. Disse prosessene foregår i høyder over 35 kilometer. Ozon, som er en gass, absorberer ultrafiolett stråling; solens ultrafiolette stråling frambringer dermed sin egen barrière på veien ned gjennom atmosfæren.

Ozon produseres og nedbrytes ved kjemiske og fotokjemiske prosesser og luftstrømmer og utskifting av luftmasser vil påvirke utbyttet av prosessene. Ozongassen samler seg i et høydeområde mellom femten og tredve kilometer. Man finner de største ozonmengdene i atmosfæren over de arktiske områder, noe mindre over de antarktiske, mens det over tropiske og subtropiske områder er lite ozon i atmosfæren.

Av elementer som bryter ned ozonen må klor nevnes. I stratosfæren forekommer det fritt klor, man mener det skriver seg fra spaltede klorfluor-karboner, KFK-molekyler. Disse har diffundert opp gjennom troposfæren uten å bli ødelagt. I stratosfæren blir solstrålingen for sterk og KFK-molekylene spaltes og gir fritt klor som så angriper ozonen;

$$O_3 + Cl \longrightarrow ClO + O_2$$

$$ClO + O \longrightarrow Cl + O_2$$

Mange mener at de spesielle meteorologiske forhold som eksisterer i Antarktis vil kunne forårsake ozondestruksjon regionalt som følge av klor-forurensninger. Klor er påvist i stratosfæren og forekomsten er global.

Ozonobservasjonene som blir utført regelmessig i Oslo, Tromsø og i Longyearbyen på Svalbard som ledd i det internasjonale overvåkingsprogram, har ikke vist noen dramatisk endring i ozonverdiene. Disse observasjonene er tatt med Dobsoninstrumenter. Ozonverdien fluktuerte riktignok meget sterkt både i Oslo, Tromsø og Longyearbyen gjennom vinteren og våren 1986, spesielt i februar og mars. Men fluktuasjonene var sannsynligvis forårsaket av vertikale bevegelser av luftmassene, noe svingningene i stratosfæretemperaturen kunne tyde på.

I 1987 er situasjonen en annen enn i 1986. I januar hadde både Tromsø og Oslo meget lave ozonverdier, men samtidig var temperaturen i stratosfæ-

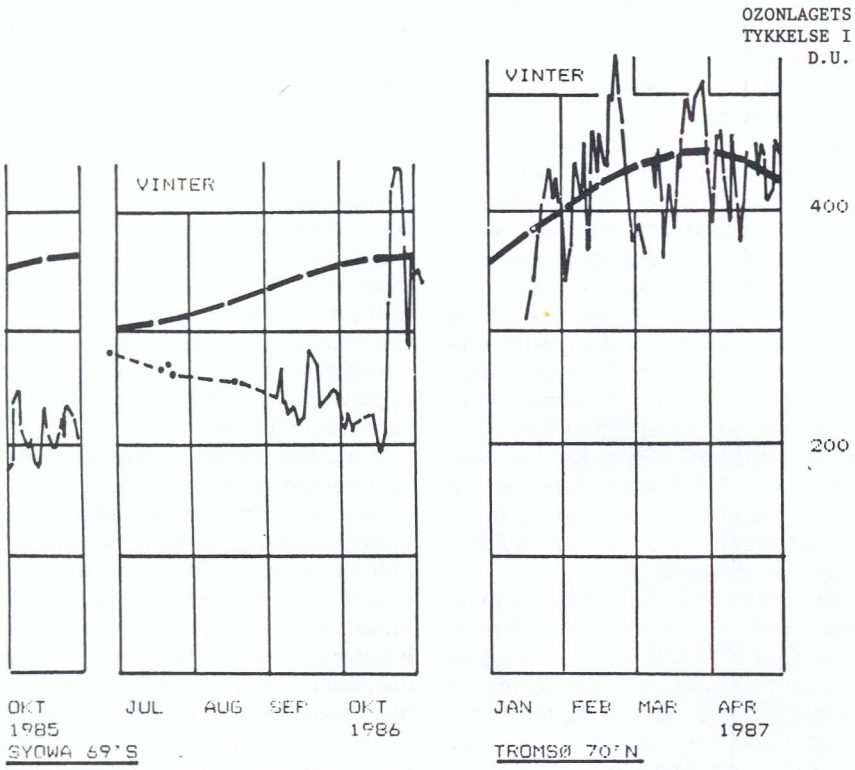


Fig.1. Målte ozonverdier i Antarktis og i Arktis. Stiplede kurver viser det sonale middel (breddegradens middelverdi).

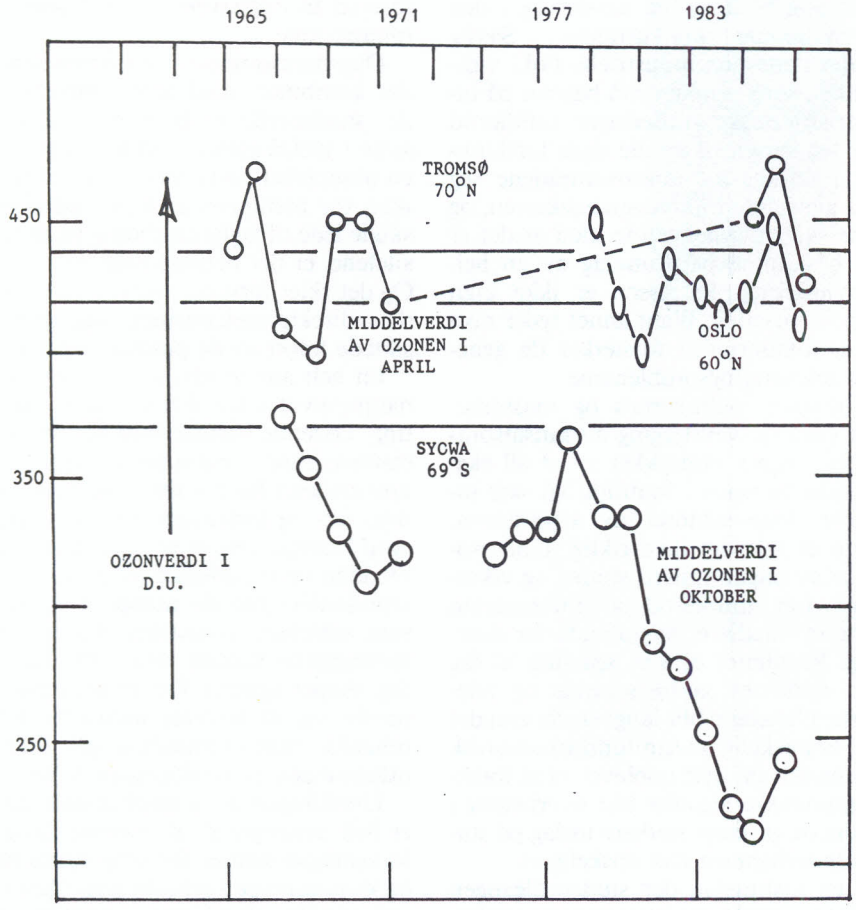


Fig.2. Middelverdien for ozonmengden i atmosfæren for vårmånedene april i Arktis og oktober i Antarktis for perioden 1965-1987. De horisontale linjer i diagrammet angir vårmånedenes sonale middelverdi.

ren over Tromsø og Oslo ekstraordinært lav. Lav temperatur i stratosfæren om vinteren følges ofte av lav ozonverdi.[7] Over Longyearbyen var det i januar normale ozonverdier og normale temperaturer i stratosfæren. Senere på vinteren var tilstanden helt normal for alle tre stasjonene med hensyn til ozonmengden i atmosfæren, bortsett fra ekstra høye verdier for Oslo i mars. Denne vinteren ble også satellittobservasjoner tatt i bruk fra TIROS 9 som benytter infrarød spektroskopi i måleteknikken. Signalene fra satellitten blir tatt ned ved Telemetristasjonen i Tromsø hvor ozonverdiene blir prosessert etter passasje over våre bakkestasjoner.[8]

Ozonen utgjør en meget liten del av atmosfæren. Hvis man tenker seg all ozon i atmosfæren samlet i et lag nede ved bakken, ville laget være fra tre til fem millimeter tykt. Ozonmengden i atmosfæren angis ved å angi tykkelsen av dette fiktive laget i D.U. (Dobson Units) hvor 300 D.U. svarer til 3 millimeter.

Målingene i Longyearbyen, Tromsø og Oslo viser at variasjonene av ozonmengden i atmosfæren over Arktis er vesensforskjellig fra den trend som har gjort seg gjeldende over Antarktis ut fra målingene i Syowa, se fig.1 og 2. Og det er kanskje denne forskjellen som sår tvil når det gjelder å godta de hypoteser som framsettes i forsøk på å forklare det regionale fenomen i Antarktis.

Referanser

1. Y. Sekiguchi, Geophys. Res. Letts., **13**, 1202 (1986).
2. *Ozone Data for the World*, Atmospheric Environmental Service, Canada, 1985, 1986, 1987.
3. F.A. Bower and R.B. Ward, *Stratospheric Ozone and Man*, CRC Press, 1982.
4. New Scientist, **112** nr 1530, 21 (1986).
5. New Scientist, **112** nr 1533, 22 (1986).
6. Ulf Petter Hoppe, Foredrag ved Fysisk institutt, UiO, 7. mai 1987.
7. J.G. Figenschou, Met. Ann., **4**, 463 (1963).
8. Lawrence Livermore Laboratory Report UCRL-52473, 1978.

S.H.H.Larsen
Fysisk institutt, UiO.

∞

FFV – Panelet: John Rekstad

Forskerrekruttering og innsatsområder

Kunnskapssamfunnet er det nye politisk mål. Målsettingen er langsiktig fordi den krever en systematisk styrking av kvalitet og innsats innenfor den mest langsiktige av våre samfunnsinstitusjoner; skole- og forskningssystemet. Skal en lykkes må det skapes optimisme og positive forventninger til framtida blandt de unge slik at de våger å satse på en solid og grundig utdanning. Oppgaven er av fundamental betydning, det dreier seg ikke bare om vår framtid som kulturnasjon, men også om vår velstand og uavhengighet.

Utgangspunktet er ikke det beste. Lærere flykter fra skolen. Innenfor viktige fag som naturfag og teknologi er det svært få nyutdannede som velger skolen som arbeidsplass. Samtidig som mangelen på kvalifiserte lærere og lektorer blir mer og mer akutt, forskyver problemene seg til universiteter og høyskoler. Innenfor flere nøkkelfag er rekrutteringen til universitetsstillinger foruroligende svak. Universitetene har en særlig oppgave i å sikre kvaliteten til den faglige virksomhet i hele utdanningssystemet. Svikter universitetene, hvor blir det da av kunnskapssamfunnet?

Selvfølgelig er denne situasjonen et resultat av politikk. Det er generelle og overgripende politiske vedtak som har ført til at flere av våre viktigste og mest framtidsrettede naturvitenskapelige fagmiljøer har en gjennomsnittsalder som nærmer seg 60 år. Samtidig som rekruttering er blitt et eksistensielt spørsmål for hele fagfelt, bidrar generasjonskløften til å forsterke rekrutteringsproblemene. Frustrasjon og svekket faglig engasjement følger med «forgubbingen» og gjør miljøet lite attraktivt for studenter og unge forskere.

Problemet er velkjent også innenfor fysikkfaget. Og her er svak studenttilgang og rekruttering til forskerstillinger nærmest en paradoksal situasjon siden fysikere er så sterkt etterspurt innenfor et variert arbeidsmarked. Utsiktene til spennende og godt betalte jobber og gode karrieremuligheter angis som viktige motivasjonsfaktorer for dagens ungdom. Informasjon om fysikernes konkurransefortrinn har åpenbart ikke nådd fram til ungdomskullene. En har ikke sett hvordan fysikk-kunnskaper stadig blir viktigere ettersom nye fag og industriell virksomhet nærmer seg molekylært og atomært nivå.

En av årsakene til dette informasjonsproblem er at fysikk ikke er et yrkesrettet fag, men en vitenskap – en fagdisiplin. Selv om disiplin-organisering er hensiktsmessig, ja nødvendig for kunnskapsutvikling, er den et hinder for kommunikasjon. Dette blir bekreftet påny ved de såkalte innsatsområdene for norsk forskning. Nå er det bred enighet om at et lite land må konsentrere forskningsinnsatsen på noen områder for å få kraft nok til å kunne hevde seg i den internasjonale konkurransen. Særlig gjelder dette den industrielle FoU virksomhet, som primært må baseres på industristrategiske vurderinger. Imidlertid gjør tendensen til å ville styre forskningen i retning av innsatsområdene seg også gjeldende i universitetssektoren, og dette skjer tilsynelatende uten at det er tatt beslutning på grunnlag av en helhetsvurdering. Prosessen er ikke uten negativ virkning. Blant annet tyder mye på at fokuseringen forsterker de generelle rekrutteringsproblemene.

Gjennom politikernes og massemedias ensidige vektlegging av innsatsområdene skapes inntrykket av at all ekspansjon og vekst i framtida vil skje innenfor disse sektorer av arbeidslivet. Dette er selvsagt ikke riktig. Undersøkelser av ungdommens studie- og yrkesvalg viser imidlertid at informasjon gjennom media er avgjørende for deres valg. Resultatet er stor søkning til fag som oppfattes særlig sentrale og relevante. Utslagene blir langt større enn det som er ønskelig fra samfunnsøkonomisk synspunkt. På nytt opplever vi at forskningspolitiske signaler blir overbetont i media og gir langt sterkere utslag på studietilbøyeligheten enn ønskelig er.

I en institusjon der studenttilgangen er det overordnede beslutningsgrunnlag, gjør slike fluktuasjoner strategisk og langsiktig planlegging svært vanskelig. Stillinger må flyttes i takt med undervisningsbelastningene. Siden det er de tidsbegrensede stillingene – rekrutteringsstillingene – som i første rekke lar seg omplassere, blir rekrutteringen til universitets- og forskerstillingene særlig berørt.

Virkningene forsterkes ytterligere av psykologiske mekanismer. Når et fagfelt ikke vokser, og i tillegg mister rekrutteringsstillinger, tolkes dette lett som et uttrykk for at faget ikke representerer noen framtid – at det er risikabelt å velge en slik studieretning. Konkurransen innen vekstfagene forsterkes, mens andre fag opplever kvantitativt og kvalitativt svakere studenttilgang.

Innsatsområdene er valgt ut på et næringspolitisk grunnlag – de er problemorienterte. Derfor er det ikke noe fullstendig overlapp mellom et innsatsområde og et enkelt element i universitetsstrukturen. Problemstillingene under innsatsområdene krever tvert imot belysning og innspill fra mange forskjellige disipliner. Dette er et strukturelt problem som ikke blir forstått fullt ut. Ikke minst blir det åpenbart når forskningsmidler under innsatsområdene skal fordeles mellom universitetsfagene. Fag med klarest yrkesrettet profil kommer mer fordelaktig ut enn de tradisjonelle disiplinene, mens relevans og evner i forhold til oppgavene synes å spille en mindre rolle.

Oppmerksomheten om innsatsområder kombinert med liten forståelse for det strukturelle problem fører altså til store vanskeligheter med å opprettholde en akseptabel rekruttering. Selv om det ikke var meningen at innsatsområdene skulle lede til faglig ensretting på universitetene, er det nettopp dette som skjer. Og det skjer først og fremst på grunn av de indirekte mekanismer, ikke som tilsiktede følger av de politiske vedtak.

En helt annen utvikling – ført an av næringslivet – har den motsatte målsetting. Ledende industribedrifter ønsker å etablere egne forskningsavdelinger nær universitetet for å kunne øke kontakten med fag- og kunnskapsområder utenfor egen bransje. Det er nettopp den faglige bredden og mangfoldet på universitetet, representert ved de mange disiplinene, som tiltrekker industrien. Forskjellene, spenningene mellom ulike disipliner og fag, skaper synergi. Det er interessant å merke seg at sentrale industribedrifter innenfor innsatsområdene går foran i utformingen av forskningsparkene.

Utviklingen av kunnskapssamfunnet er helt avhengig av at universitetene og forskningssystemet forøvrig sikres bred og kvalitativt god rekruttering. Også den industrielle utviklingen innenfor innsatsområdene forutsetter et faglig mangfold, og at universitetsdisiplinene holdes i hevd på et høyt internasjonalt nivå.

In Memoriam

Fil.Dr. Willy Stoffregen

1909-1987

Willy Stoffregen døde under et besøk i Norge 16. mars 1987, 77 år gammel. Med ham er en banebrytende nordlysforsker og en varm Norgesvenn gått bort.

Willy Stoffregen var født i Tyskland 27. august 1909. Han hadde ingeniørutdanning og praksis fra Heinrich Hertz-instituttet i Berlin da han kom til Tromsø i 1932 med en tysk ekspedisjon for å studere den øvre atmosfære. Leiv Harang, som da var bestyrer av Nordlysobservatoriet, ble imponert over Stoffregens tekniske kunnskaper og praktiske håndlag; og da Stoffregen nærmest rømte tilbake til Norge etter nazistenes maktovertakelse i Tyskland, fikk han etter en tid tilbud fra Harang om arbeid ved observatoriet i 1935. Dermed begynte et livslangt samarbeid og vennskap mellom de to. Stoffregen bygget instrumenter for studium av ionosfæren ved hjelp av radio-ekko, og sammen gjorde de banebrytende forskning på dette området. De startet også en radiofabrikk i Tromsø.

Da krigen kom, måtte Stoffregen flykte til Finland, hvor han ble tildelt norsk statsborgerskap etter instruks fra vår regjering i London. Men, i 1941 måtte Stoffregen igjen flykte, og denne gangen til Uppsala. Der ble han ansatt ved instituttet for høgspenningsforskning ved Universitetet. Her bygde han et liknende instrument som han hadde konstruert i Tromsø og satte i gang med de første radio-ekko undersøkelsene i Sverige.

Etter krigen, i 1946, ble Stoffregen «kalt» tilbake til Norge for å bli en av de første forskerne ved Forsvarets forskningsinstitutt. Her arbeidet han en fem års tid og bygde opp en moderne radio-ekko stasjon. Deretter dro han igjen til Uppsala og begynte, nærmest på egen hånd, med ionosonde-målinger der. Dette ble begynnelsen til Uppsala jonosfärobservatorium, som ble opprettet i 1952, og hvor Stoffregen ble utnevnt til bestyrer. Der ble han resten av sitt yrkesaktive liv, og hans innsats var imponerende. Under Stoffregens ledelse ble observatoriet utviklet til å bli en internasjonalt anerkjent institusjon for ionosfære- og nordlys-forskning.

Willy Stoffregen kom etterhvert også til å interessere seg for optiske nordlysstudier, og han forsto å kombinere ideer med tekniske løsninger. Dette resulterte i at han konstruerte og fikk bygget automatiske «all-sky» nordlyskameraer som ble tatt i bruk ved en rekke observatorier i flere land. Dertil konstruerte han teknisk avanserte fotometre og spektrometre for studium av nordlysspektret, og han fikk bygget om en buss til et fullverdig mobilt nordlysobservatorium. Flere av Stoffregens instrumenter havnet i Norge og er fortsatt i bruk i moderniserte versjoner. Ved siden av dette har Stoffregen også ledet aktive eksperimenter i nordlys-regionene med raketter, og hans forskningsaktivitet har resultert i en lang rekke publikasjoner både av teknisk og viten-skapelig art.

Internasjonalt er Willy Stoffregen kanskje enda mer kjent som den inspirerende koordinator for ionosfære og nordlys-studier, både under Det internasjionale geofysiske året 1957-59, og senere i samband med GEOS-satellittene. Han forsto hvor viktig det var at koordinerte målinger ble gjort, og dette engasjerte ham også i lang tid etter at han ble pensjonist i 1973.

Stoffregen tilbragte mye av sin tid i Norge, ikke minst under de senere år. Han besøkte gjerne sine mange venner og var levende interessert i alt som foregikk innen ionosfære- og nordlysforskning, også som pensjonist. Hele det geofysiske og kosmiske miljøet i Norge kjente Willy og gjorde seg nytte av hans allsidige kapasitet og store hjelpsomhet.

For sin store innsats i forskningens tjeneste ble Willy Stoffregen tildelt Arnberg-prisen i 1960 og Rossby-prisen i 1981. Uppsala universitet hedret ham ved å utnevne ham til æresdoktor i 1968.

Willy Stoffregen hadde også kunstneriske interesser, og hans store hobby var musikken. Også her hadde han skapende evner, og han komponerte både pianostykker og en strykekvartett der han skildret nordlyset. Flere av hans komposisjoner er blitt framført i radio i Skandinavia. Under sin siste tur til Norge fikk Willy Stoffregen gleden av å høre et program som NRK hadde laget om ham, og hvor også noe av hans musikk ble framført.

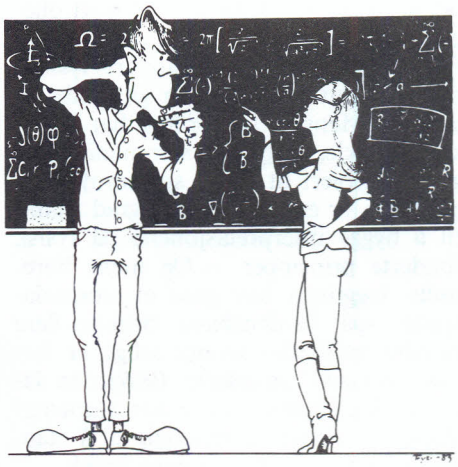
Norske nordlysforskere er dypt takknemlige for alt Willy Stoffregen har gitt dem.

Alv Egeland
Karl Måseide

∞

Sett på denne bakgrunn er polariseringen innenfor universitetene – som altså reflekterer studentenes interpretasjon av de forsknings- og næringspolitiske signaler – meget uheldig. Bare en liten del av den samlede forsknings- og utdanningskapasiteten utnyttes på denne måten, også innenfor disipliner med stor relevans for industri og næringsliv i framtida. Ikke minst gjelder dette fysikk som også framover blir et nøkkelfag så vel vitenskapelig som for industriell innovasjon.

∞



Studer FYSIKK

BOREHULLSLOGGING – Fysikk i dype hull

*Rune M. Holt og Erling Fjær**

I fysikken forbinder vi hull med ladningsbærere i halvledere eller sorte hull i fjernere deler av universet. Oljebrønner derimot er for fysikere flest relativt uinteressante hull hvor olje pumpes opp – enkelt og greit. Imidlertid – atskillig interessant fysikk ligger bak vurderinger av hvor, hvor mye og hva slags hydrokarboner som måtte finnes flere km under havbunnen.

Geofysiske borehullsmålinger spiller en vesentlig rolle i petroleums-industrien. Identifikasjon av olje- og gassbærende soner, estimat av utvinnbare hydrokarbonreserver samt bergarts-karakterisering og f.eks. bergmekaniske vurderinger baseres på tolkning av ulike brønnmålinger. De viktigste loggemetodene benytter akustiske, elektromagnetiske og nukleære teknikker. I tabell 1 beskrives kort måleprinsippene sammen med en liste over fysiske parametre som kan avledes fra disse loggene. Selve interpretasjonen av målingene er en nøkkelfaktor for de bestemmelsene som må tas for videre utbygging og produksjon av et felt. Sammenhengen mellom de målte parametre og de fysiske egenskapene en ønsker informasjon om, må baseres på en grunnleggende forståelse av bergformasjonenes fysikk. Dette feltet (eng. rock physics) har vært i sterk utvikling det siste 10-året, stimulert av høyt oljeprisnivå. Metoder fra andre grener av fysikken (spesielt faste stoffers fysikk) har vært tatt i bruk og har gitt gode resultater. Mens en hittil oftest har basert seg på enkle, empiriske sammenhenger, gjerne etablert ut fra et sparsomt datagrunnlag, er en nå i økende grad istand til å bygge interpretasjonene på fysisk funderte prinsipper. – Og mens borehulls- logging i høy grad er storskalafysikk (på verdensbasis brukes flere hundre milliarder kroner årlig), er formasjonsfysikk småskala: Beskjeden laboratorieutrustning og enkle regnemaskiner er fortsatt tilstrekkelig til å etablere ny viten om bergartenes fysikk.

I denne artikkelen vil vi trekke fram to hovedområder innenfor den delen av formasjonsfysikken som er knyttet til borehullslogging: Akustisk og elektromagnetisk bølgeforplantning i porøse media. Vi har lagt hovedvekten på å fortelle leserne av FFV at dette er morsom og spennende fysikk. Den som søker etter et introduksjonskurs til borehullslogging, bør derimot dempe forventningene.

*IKU, SINTEF, Trondheim.

Tabell 1
En oversikt over geofysiske borehullslogginger ved hjelp av akustiske, elektromagnetiske og nukleære måleteknikker.

Loggeverktøy	Måleprinsipp	Informasjon fra målingene	
Sonisk	Transittid fra refraktert P-bølge	Porøsitet	Litologi
Nøytron	Intensitet av tilbakespredte nøytroner	Porøsitet	Litologi
Gamma-Gamma	Emisjon og deteksjon av gamma-stråler	Tetthet	Litologi
Gamma	Deteksjon av naturlig radioaktivitet	Skifrighet	Litologi
Induksjonslogg	Induksjon av elektromagnetisk felt i formasjonen, måling av sekundært indusert strøm i mottakerspole	Elektrisk ledningsevne	Olje/Gass-metning
Spontant potensial	Deteksjon av spontant potensial fra elektrokjemiske prosesser	Lokalisering av permeable sjikt, el. resistivitet i formasjonsvann	Olje/Gass-metning
Full Bølgeform Digital Sonisk	Faseskift og amplituder for refraktert P- og S- samt Stoneley-bølge	Formasjonsmekaniske egenskaper	
Elektromagnetisk bølgeforplantning	Transittid og dempning av GHz EM-bølger	El. ledningsevne og dielektrisitetskonstant	
Gamma Spektrometri	Spektralanalyse av naturlig/indusert gamma-ståling	Identifikasjon av leirkomponenter/ hydrokarboninnhold	

Akustisk bølgeforplantning i porøse media

Konvensjonelt har akustisk log-interpretasjon vært knyttet til den såkalte tidsmiddel-likningen, dvs. en antakelse om at gangtida til en lydbølgepuls i et porøst medium er summen av gangtider i porerommet og i det faste kornskjelettet. Lydhastigheten v er da gitt av

$$1/v = \beta/v_f + (1-\beta)/v_m \qquad (1)$$

der indeksene f og m angir henholdsvis fluid og matrix. β er porøsiteten, dvs. forholdet mellom porevolum og totalvolum.

Det finnes ingen mikroskopisk, fysisk modell som kan forklare en sammenheng som den i likning (1). Derimot er dette en grov tilnærmelse som ofte har vist seg å stemme ganske bra. I noen tilfeller, særlig for dårlig sementerte bergarter, er situasjonen en annen: Bruk av likning (1) kan i dette tilfellet resultere i betydelige feilestimat av porøsitet og dermed anslåtte oljereserver. Vi skal se nærmere på noen mer fysisk funderte modeller for porøse materialers akustiske egenskaper.

Biot-materialer

Den belgiske vitenskapsmannen Maurice A. Biot (1905-1985) lanserte i 1950-årene[1] en makroskopisk lineær elastisitetsteori for isotrope, homogene, porøse og permeable media (permeabel vil si gjennomtrengbar for væskestrømning). Kjernen i teorien er to bølgelikninger for den koplede bevegelsen til porefluid-fast stoff systemet (se ramme).

Biot's bølgelikninger er:

$$\nabla^2(He - C\zeta) = d^2/dt^2(\rho e - \rho_f \zeta), \quad (R1)$$

$$\nabla^2(Ce - M\zeta) = d^2/dt^2(\rho_f e - \rho_c \zeta) - (\nu F/k)d\zeta/dt. \quad (R2)$$

På venstre side av disse likningene finner vi uttrykk for mekanisk spenning på selve rammeverket (likning (R1)) og poretrykk (likning (R2)). På høyre side finner vi treghetsledd for det koplede systemet. Likning (R2) inneholder et tilleggsledd som beskriver viskøs væskestrømning relativt til rammeverket.

Parametrene som inngår er:

- e: volumetrisk deformasjon av det faste rammeverket
- ζ: deformasjonsparameter som beskriver væskens bevegelse relativt til rammeverket.
- H,C,M: elastiske koeffisienter som kan beregnes ut fra bergartsmineralenes og porevæskens kompressibilitet, samt rammeverkets trykk- og skjærfasthet. (De to sistnevnte er justerbare parametre som må bestemmes ved tilpasning til eksperimentelle data).
- ν: porevæskens viskositet.
- k: permeabilitet (gjennomstrømningsevne).
- F: modifiserende faktor (Kelvin-funksjonen) for å ta hensyn til avvik fra laminær strømning.
- ρ, ρ_f: tetthet for h.h.v. det porøse mediet og for porefluiden.
- ρ_c: koplingstetthet som kompenserer for at væskestrømmen i porene ikke nødvendigvis følger maksimal trykkgradient, men er bundet til porekanalsystemet.

ρ_c er proporsjonal med en parameter α, som kalles tortuositet. Denne er et uttrykk for porekanalenes midlere totale lengde i forhold til en rett linje gjennom det porøse mediet.

Disse likningene løses ved å anta at deformasjonene oppfører seg som plane bølger. For lave frekvenser, forsvinner treghetsleddene, og vi står igjen med en ren mekanisk likevektslikning for rammeverket og Darcy's lov for laminær diffusjonsstrøm i porøse media. For loggeformål er vi interessert i høyere frekvenser (kHz-området og over), og løsningene blir noe mer kompliserte. Siden vi har to likninger med to ukjente, får vi også to løsninger. Hvis vi antar at rammeverket er mindre kompressibelt enn porefluiden, vil den ene løsningen være en kompresjonsbølge der det faste stoffet og porevæsken beveger seg tilnærmet i fase med hverandre. Den andre løsningen er også en kompresjonsbølge, men nå vil faststoff og fluid bevege seg ute av fase med hverandre. Det er den første bølgen som observeres i seismiske undersøkelser, i akustiske borehullsmålinger såvel som i standard laboratoriemålinger.

I høyfrekvensgrensen har den en hastighet

$$v_{p1} = [(K_r + 4\mu_r/3)/(\rho - \beta\rho_f/\alpha)]^{1/2}, \quad (2)$$

der K_r og μ_r er h.h.v. rammeverkets trykk- og skjærfasthet. Disse parametrene viser seg også erfaringsmessig å være avhengig av porøsiteten. v_{p1} er dermed et mål både for rammeverkets stivhet og porøsiteten.

Den andre bølgen kalles gjerne Biot's langsomme bølge. Den er sterkt dispersiv og går over fra bølge til diffunderende bevegelse ved lave frekvenser. Ved ultralydfrekvenser er bølgehastigheten gitt ved

$$v_{p2} = v_f/\alpha^{1/2}, \quad (3)$$

der v_f er lydhastigheten i porevæsken. Som antydet foran, vil det være en nedre grensefrekvens for observasjon av denne bølgemoden. I praksis settes denne grensen ved at den viskøse skinndybden for porevæske-bevegelse relativt til skjelettet må være mindre enn kanaldiameteren a. Samtidig må frekvensen være så lav at Rayleigh-spredning unngåes, dvs. at bølgelengden er større enn a. Dette resulterer i et frekvensvindu hvor Biot's langsomme bølge er observerbar:

$$0.01 \cdot \nu/(\rho_c a^2) \lesssim \omega \lesssim v_{p2}/a, \quad (4)$$

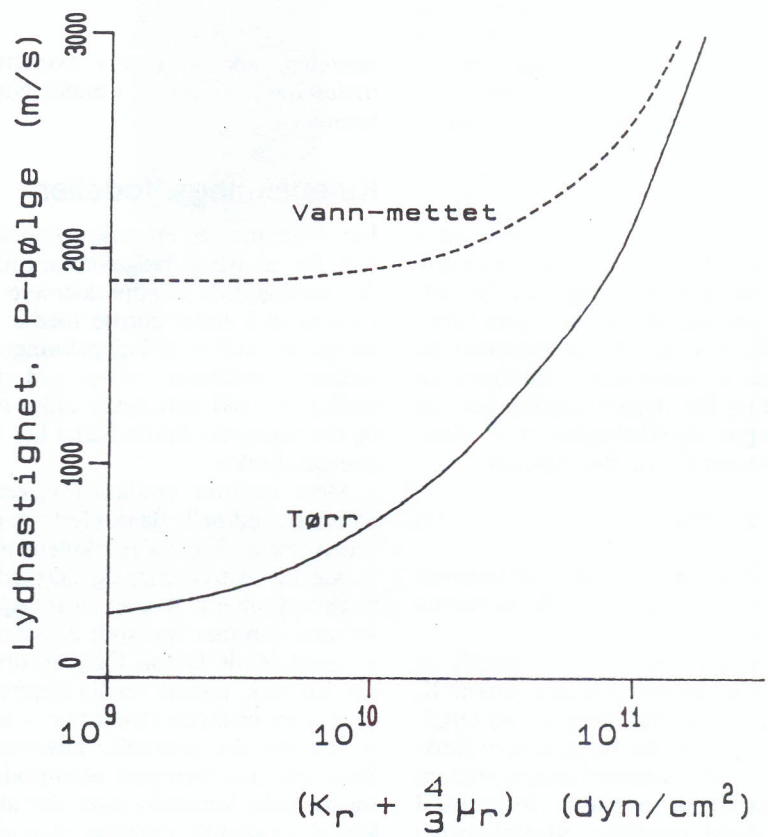


Fig.1. Beregnet P-bølgehastighet fra Biot's teori som funksjon av $K_r + 4/3\mu_r$ for luft- og vannmettet sand med 25% porøsitet.

For 100 μm diameter korn, blir frekvensintervallet 0.1 – 2 MHz, altså godt over aktuelle loggefrekvenser. I naturlige bergarter finnes det ofte et betydelig innslag av vesentlig mindre partikler og følgelig trangere kanaler: en størrelsesorden lavere er nok til å umuliggjøre observasjon av den langsomme bølgen. Dette forklarer hvorfor denne bølgemoden først ble oppdaget i laboratoriet så sent som i 1980. Thomas J. Plona[2] (ved Schlumberger Doll Research) gjorde et elegant eksperiment, der han ved å orientere en porøs skive i et væskebad utenfor kritisk vinkel for transmisjon av vanlige lydbølger (Snell's brytningslov), var istand til å isolere den langsomme bølgen. Hans forsøk ble gjort med syntetiske materialer (sintrede glasskuler og porøs keramikk) i vannbad. I naturlige bergarter har imidlertid ingen vært istand til å detektere Biot's langsomme bølge. – Med ett unntak! Nedre grensefrekvens i likning (4) kan reduseres til null hvis væskeviskositeten = 0. Og ganske riktig – den akustiske bølgemoden tidligere kjent som 4de lyd i porøse prøver mettet med superflytende HeII, er nå identifisert som ytterligere en verifikasjon av Biot's langsomme bølge

Anvendelsesaspektet er ofte en sterk drivkraft for forskning innen dette fagområdet. Når det gjelder jakten på Biot's 2. bølge, er det klart at håpet om å kunne observere den i borehullslogger for derved å bestemme tortuositeten, og i neste omgang permeabiliteten, har vært essensielt her. Konklusjonene er imidlertid hittil, som det framgår ovenfor, heller negative. Men Biot's teori er verifisert, og det er et viktig resultat. – Særlig for løsmasser på havbunnen og dårlig sementerte bergarter ser Biot-teorien ut til å være gyldig. Figur 1 viser beregnede P-bølge- (den ordinære kompresjonsbølgen) hastigheter for luft- og vann-mettede sedimenter, som funksjon av $K_r + 4/3\mu_r$, for en porøsitet på 25. – Ved å introdusere ytterligere en bølgelikning for skjærbevegelse, kan en også beregne skjærhastigheten v_s. Analogt til likning (2) gir Biot-teorien

$$v_s = [\mu_r/(\rho - \beta\rho_f/\alpha)]^{1/2}, \qquad (5)$$

for høye frekvenser. – For lave frekvenser forsvinner leddet $\beta\rho_f/\alpha$ fra nevneren i (2) og (5).

Hovedsvakheten i Biot's modell er imidlertid at rammeverkparametrene K_r og μ_r er ukjente. Ved hjelp av en empirisk sammenheng for K_r og μ_r som funksjon av β, kan sammenhengen mellom lydhastigheter og porøsitet beregnes. I fig.2 er dette resultatet sammenlignet med verdier beregnet fra tidsmiddellikningen (1). Som en ser vil bruk av sistnevnte føre til et overestimat av porøsiteten, noe som er i overensstemmelse med erfaringer i endel Nordsjøbrønner.

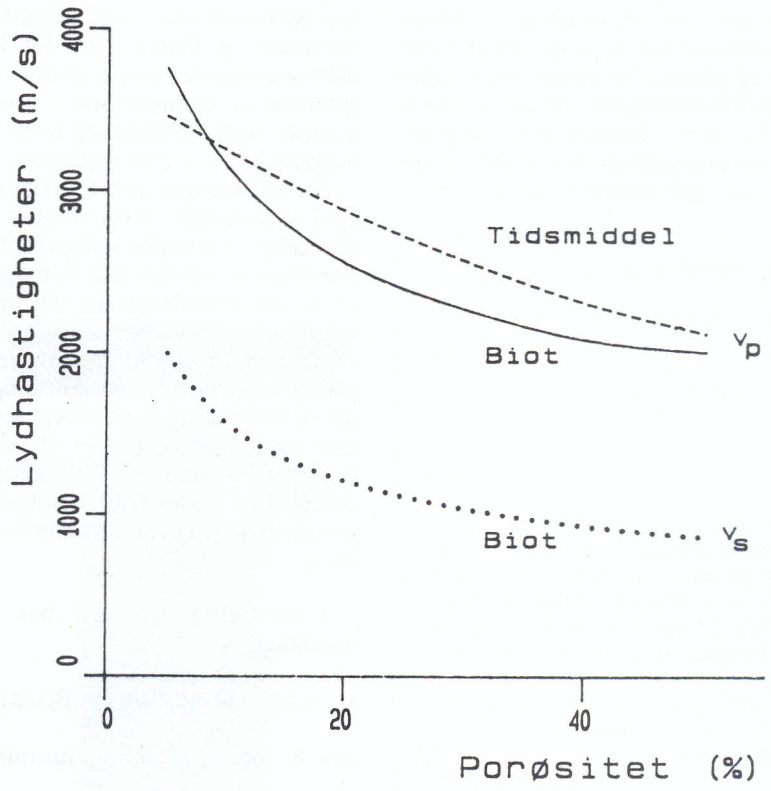


Fig.2. Beregnede P- og S-bølgehastigheter for vannmettet sand som funksjon av porøsitet. Sammenhengen $K_r = \mu_r = K_s/(1+50\beta)$ er antatt. Resultatet fra en konvensjonell tidsmiddelanalyse er vist som en stiplet linje.

Kulepakningsmodeller

For å nærme seg en mikroskopisk modell for akustisk bølgeforplantning, er det nærliggende å approksimere kornstrukturen i endel porøse media (sand, sandstein o.l.) med kulepakninger. For ordnede strukturer vil en god del av analogien med svingende atom-masser og det assosierte fonon-bildet her kunne overtas direkte.

Men: mellom sandkorn virker ikke bare longitudinelle fjærkrefter, men også transverselle. I tillegg har kulene endelig masse og utstrekning, og dermed også treghetsmoment. Kravet til rotasjonsinvarians kommer inn som en ytterligere kompliserende faktor. Og som om ikke det var nok, porøse media opptrer sjeldent som ordnede strukturer – uorden er snarere det normale. Lawrence M. Schwartz[3] har beregnet egenmodespektra for slike kornpakninger der alle kulene er av samme størrelse, men plassert tilfeldig i en tett pakning. Disse koplede translasjons- rotasjons-spektrene viser en struktur som minner mye om fononspektre i faste stoffer. Vi finner longitudinelle og transverselle moder av akustisk og «optisk» natur. I motsetning til i periodiske atom-/jonegitter, finner en her grener som ikke er symmetriske om «Brillouin-sonegrensen», der denne er definert ut fra korndiameteren. Faktisk minner bildet mye om fonon-rotonspektret for superflytende HeII, som ofte betegnes som «en krystall som har mistet sin periodisitet». Den fysiske analogien til porøse media synes tydelig.

Med kjente verdier for de to kraftkonstantene for korn til kornkontaktene, kan modellen nå brukes til å regne ut lydhastighetene v_p og v_s. For løsmasser, hvor kontaktene er trykkgenererte, kan kraftkonstantene beregnes ut fra tyngden av overliggende lag. Resulterende lydhastigheter og deres variasjon med dyp stemmer godt overens med observasjoner. Forholdet v_p/v_s, som er uavhengig av trykk, vil teoretisk variere innenfor meget snevre grenser (1.41 – 1.47), avhengig av sandkornenes egne mekaniske egenskaper. Eksperimentelle verdier for v_p/v_s i løs sand ligger mellom 1.4 og 1.5. – I konsoliderte sedimentære bergarter, hvor kornene er sementert til hverandre, lar det seg foreløpig ikke gjøre å beregne de to kraftkonstantene.

En har dermed ikke oppnådd særlig mye mer enn en gjorde ved å anvende Biot's teori.

– Schwartz forutsier imidlertid:

$$v_p/v_s \lesssim 3^{1/2}. \quad (6)$$

Selv om denne ulikheten ofte er oppfylt, er det i mange tilfelle, f.eks. i forsøk med sterkt sementerte prøver (som syntetiske materialer bestående av sintrede glasskuler) observert verdier

$$v_p/v_s > 2.$$

Kulepakningsmodellene ser altså ikke ut til å kunne anvendes generelt.

Effektiv-medium teorier

Utgangspunktet for disse modellene er på mange måter det motsatte av det som ble brukt for å etablere kulepakningsteoriene. Det porøse mediet modelleres som et vertsmaterial inneholdende inklusjoner i form av porer eller mikrosprekker. Det finnes to skoler for beregning av effektive elastiske moduli i slike system. Den ene betrakter den energien som trengs for å lage en sprekk/et hulrom i den opprinnelige matrisen. Den andre ser på beregnet lydspredning fra et område bestående av ulike typer inklusjoner (i) i et omsluttende medium (m). Den beregnede spredning fra området settes lik spredningen fra et effektivt medium (*). Ved å la inklusjonene være porefluid omgitt av fast stoff med kornmaterialets egenskaper, finner en implisitte uttrykk for de elastiske koeffisientene til det resulterende porøse mediet. Denne angrepsmåten ble først brukt av Kuster og Toksöz[4] i 1974. – Svakheten i den opprinnelige formuleringen er at resultatene bare er gyldige for små konsentrasjoner av hulrom. Videreutviklinger for å unngå dette har ført i retning av selvkonsistente formuleringer som er gyldige for vilkårlige inklusjonstetthet er. – Iterasjon av Kuster- Toksözløsningen er en måte å nærme seg selvkonsistens på. En annen er å anta i utgangspunktet at materialet rundt det spredende området har det effektive mediets egenskaper.[5]

Som resultat av denne angrepsmåten får en tre implisitte likninger for effektiv medium bulk- og skjærmodulus K* og μ*, samt tetthet ρ*. Lydhastighetene kan beregnes av likninger av samme type som (2) og (5), dvs.

$$v_p = [(K^*+4\mu^*/3)/\rho^*]^{1/2}, \quad (7)$$

$$v_s = (\mu/\rho^*)^{1/2}. \quad (8)$$

Modellene tar ikke hensyn til relativ bevegelse mellom væske og korn, slik at Biot-teoriens effekter som f.eks. den langsomme bølgen ikke blir simulert her. Derimot har vi oppnådd noe meget viktig, nemlig å kunne beregne lydhastigheten fullstendig ut fra ingrediensenes intrinsikke egenskaper. Beregnede hastigheter som funksjon av porøsitet viser at v_p avtar til et konstant nivå nær fluidhastighet for $\beta \gtrsim 60\%$. Skjærhastigheten avtar samtidig til null, noe som synes intuitivt rimelig: ved så høye porøsiteter nærmer en seg en suspensjon som vil oppføre seg som en væske uten noen rigiditet ($\mu^* = 0$).

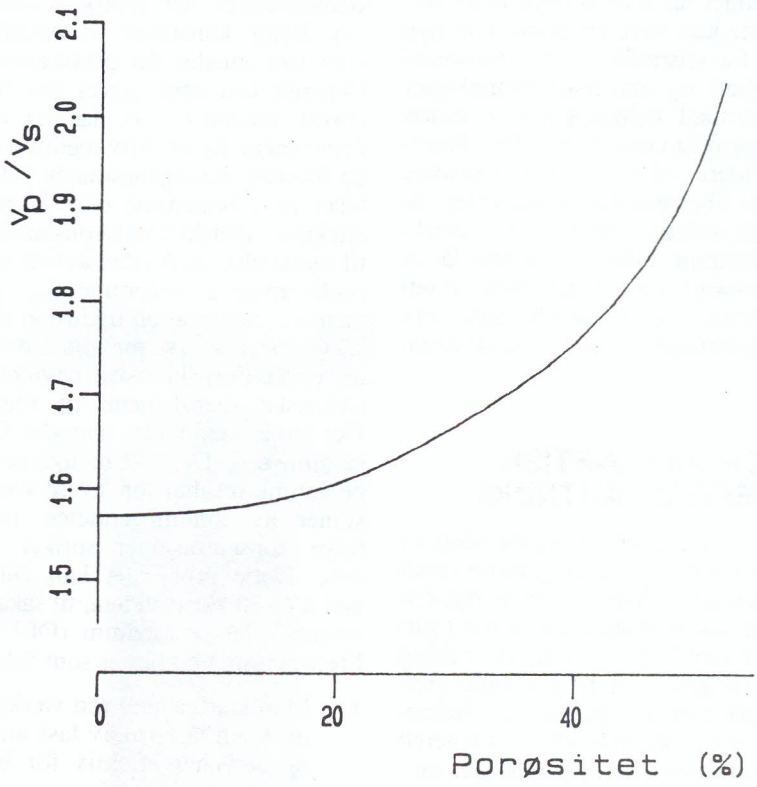


Fig.3. Forholdet v_p/v_s som funksjon av porøsitet, beregnet ut fra selvkonsistent effektiv medium teori for et kvarts-vann system.

Forholdet v_p/v_s kan nå beregnes, og vi ser av fig.3 at verdier større enn $3^{1/2}$ lett kan utledes.

Anisotropi

Etter å ha lansert effektiv-medium-teorienes fortreffelighet, var det fristende å gi leseren inntrykk av at alle problemer nå er løst, og at forskerne kun sitter på en rosenrød sky og besvarer spørsmål fra de som fortsatt er uvitende, eller skriver artikler i FFV. – Dette er (dessverre) ikke riktig: Porøse media er av en langt mer kompleks natur enn de modellene vi hittil har sett på kan håndtere. For eksempel er bergarter ikkelineære, visko-elastiske, inhomogene og ikke minst anisotrope. Avslutningsvis i dette kapitlet skal vi bare kommentere sistnevnte egenskap: Selv om nesten alt teoretisk arbeid gjort for porøse strukturer forutsetter isotrope forhold, er det en triviell kjensgjerning at bergarter ofte er sterkt anisotrope.

Selve sediment-avsetningen er f.eks. langt fra noen tilfeldig prosess. Sandkorn og leirpartikler avsatt av en elv, vil f.eks. ha en tendens til å orientere seg med langaksen parallelt med strømretningen. Dessuten, sesongvariasjoner i elvens vannhastighet kan ha forårsaket laminering av vekselvis fint og grovkornig material. Alt dette gir opphav til såkalt *litologisk anisotropi*. Akustiske målinger i laboratoriet avslører lett denne retningsavhengigheten, som variasjon i P-bølgehastigheter med forplantningsretning eller ved skjærbølge-splitting (S-bølger som beveger seg i samme retning men med ulik polariasajon vil ha ulike hastigheter).

Foruten litologien, er det en faktor til som kan generere anisotropi: En ikke-hydrostatisk spenningstilstand virker symmetribrytende, og vil dessuten kunne indusere et mønster av orienterte mikrosprekker. Denne formen for *spenningsindusert anisotropi* kan være av be-

tydelig størrelse, særlig når materialet nærmer seg brudd (for nærmere diskusjon, se Holt og Fjær[6]).

Konvensjonelle geofysiske interpretasjonsmetoder tar ikke hensyn til anisotropi. Dette kan være en årsak til at dyp estimert fra seismikk (måler horisontal lydhastighet) og akustiske brønnlogger (måler vertikal lydhastighet) er tildels svært forskjellig i endel områder i Nordsjøen. Videre vil en, ved å inkludere anisotropi i beregningsmodellene (og utvikle loggeverktøy som bedre kan detekterte anisotrope effekter), kunne få en økt kunnskap om bergartenes avsetningsforhold, og eventuelt også om spenningsforholdene nede i undergrunnen.

ELEKTROMAGNETISK BØLGEFORPLANTNING

En viktig parameter i loggeteknologi er ledningsevnen σ_{rock} til bergartene rundt borehullet. Dette kommer av at olje har en meget lav ledningsevne, mens (salt) vann har høy ledningsevne. En måling av σ_{rock} vil derfor kunne gi en god indikasjon på om en bergart er vannbærende eller oljebærende. Generelt kan man forvente at σ_{rock} avhenger av

- væsketypen i porene
- porøsiteten
- permeabiliteten

G.E. Archie[7] fant fram til en empirisk sammenheng mellom ledningsevnen σ_{rock} og porøsiteten β:

$$\sigma_{rock} = \sigma_{water}\beta^m, \text{ med } 1.3 < m < 4. \quad (9)$$

Bare σ_{water} inngår i denne ligningen, siden mineralene i bergarten som oftest vil ha neglisjerbar ledningsevne. Eksponenten m er koblet til permeabiliteten, som vi skal se senere. Den såkalte «Archies lov» gir en representativ beskrivelse av observerte data for en lang rekke vannmettede bergarter. Spørsmålet er bare – hvorfor ser denne formelen ut slik den gjør, og hva er den fysiske betydningen av eksponenten m?

Skal vi forsøke å utlede Archie's lov teoretisk, er det naturlig å begynne med å se på bergarten som et komplisert kanalsystem der de ladningsbærende ionene kan bevege seg i væska. Mobilitet i slike nettverk kan beskrives ved hjelp av perkolasjonsteori. Vi kan altså benytte perkolaskonsteori til å utlede sammenhengen mellom ledningsevnen σ_{rock} og porøsiteten β. Resultatet blir:

$$\text{For } \beta > \beta_c: \quad \sigma_{rock} = \sigma_{water}a(\beta-\beta_c)^m,$$

$$\text{for } \beta < \beta_c: \quad \sigma_{rock} = 0. \quad (10)$$

Typisk verdi for m er ca. 1.4. Denne formelen minner jo mye om Archie's lov, men avviker på ett viktig punkt: Hos Archie er β_c=0, mens relevante perkolasjonsmodeller har typisk $\beta_c \approx 0.15$. Vi må derfor konstatere at Archie's lov ikke kan utledes fra perkolasjonsteori. Derimot kan dette gjøres ved bruk av *effektiv medium* teori, har det vist seg. Prinsippene for effektiv medium teori er alt forklart. Fremgangsmåten i dette tilfellet er å bestemme den (komplekse) effektive dielektrisitetskonstanten ε_{rock} til materialet, og fra den avlede σ_{rock}. En mulig måte å bestemme ε_{rock} på kan være å forlange at en inklusjon (f.eks. et sfærisk stykke fast materiale dekket av en væskefilm) ikke skal påvirke de dielektriske egenskapene til materialet. Det finnes også andre metoder for å bestemme ε_{rock}. De ulike metodene vil nok gi samme resultat for lavere konsentrasjoner av inhomogeniteter, men for høye konsentrasjoner spriker resultatene. Dette problemet kan elimineres ved å gå ett skritt videre, til såkalt *differensiell* effektiv medium (DEM) teori. Fremgangsmåten her er som følger:

1. Man starter med ren væske, tilsetter noen få korn av fast materiale, og beregner effektiv for blandingen.

2. Et nytt sett korn får en væskefilm laget av denne blandingen, de væskedekte korna tilsettes blandingen og effektiv ε beregnes på nytt.

3. Prosessen itereres i uendelig små skritt inntil man når den ønskede konsentrasjonen av fast materiale.

Matematisk gjennomføres iterasjonsprosessen ved hjelp av et integral, naturligvis. Siden man her hele tiden arbeider med uendelig små konsentrasjoner av inhomogeniteter, er det likegyldig hva slags metode man benytter for å bestemme effektiv ε for hvert skritt. Resultatet av prosessen blir en relasjon mellom porøsiteten β, ε_{rock} og dielektrisitetskonstanten for kornpartikkelen (ε_{grain}) og for vannet (ε_{water}):

$$[(\varepsilon_{grain} - \varepsilon_{rock})/(\varepsilon_{grain} - \varepsilon_{water})]\times$$

$$[\varepsilon_{water}/\varepsilon_{rock}]^L = \beta. \quad (11)$$

Vi ser at relasjonen også inneholder en parameter L. Denne kalles depolarisasjonsfaktoren for kornpartikkelen og er bestemt av partikkelens form, samt retningen på det elektriske feltet. For sfæriske partikler er L = 1/3. Permeabiliteten til materialet er sterkt avhengig av L. Ledningsevnen er relatert til imaginærdelen av dielektrisitets-konstanten, og ut fra ligning (11) finner man enkelt at:

$$\sigma_{rock} = \sigma_{water}\beta^{1/(1-L)}. \quad (12)$$

Denne relasjonen har nøyaktig samme form som Archie's lov, hvilket viser at DEM-teorien har klart å fange opp de fysiske effektene som er av betydning for ledningsevnen. Parameteren m i (9) har nå også fått et fysisk innhold. Dette ble testet eksperimentelt (av Sen, Scala og Cohen[8]) på en kunstig prøve av sammenpressede sfæriske glassperler (m = 1/(1-L) = 3/2). Eksperimentet viste en perfekt overensstemmelse mellom teori og data.

Vi kan altså slå fast at DEM-teorien har klart noe som perkolasjons-teorien mislyktes i, nemlig å gi en teoretisk begrunnelse for Archie's lov. Hvorfor lykkes det ikke med perkolasjonsteori? Svaret er trolig følgende: I en vannfuktet sandstein vil sprekkene mellom kornene utgjøre et sammenbundet nettverk selv for svært lave porøsiteter, slik fig.4 viser skjematisk. Perkolasjonsteori, som essensielt beskriver brudd eller ikke brudd i nettverksforbindelser, er derfor ikke re-

Fig.4. Vannbærende sandstein.

levant for dette problemet. Dette betyr imidlertid ikke at perkolasjonsteori er helt uten anvendelse på dette området. Dersom sandkornene er fuktet med en oljefilm, vil forbindelsen mellom vannporene kunne bli brutt når tverrsnittet av forbindelsen blir lite nok, som indikert på fig.5. Dette skyldes grenseflatemellom kondensatorplatene inngår i telleren. Den typen materialer som vi her omtaler, blir imidlertid ledende ved lave frekvenser, slik at ladningsopphopningen da ikke lenger skjer på kondensatorplatene, men istedet på sidene av de flate (isolerende) kornene. Den avstanden d som vi multipliserer med for å

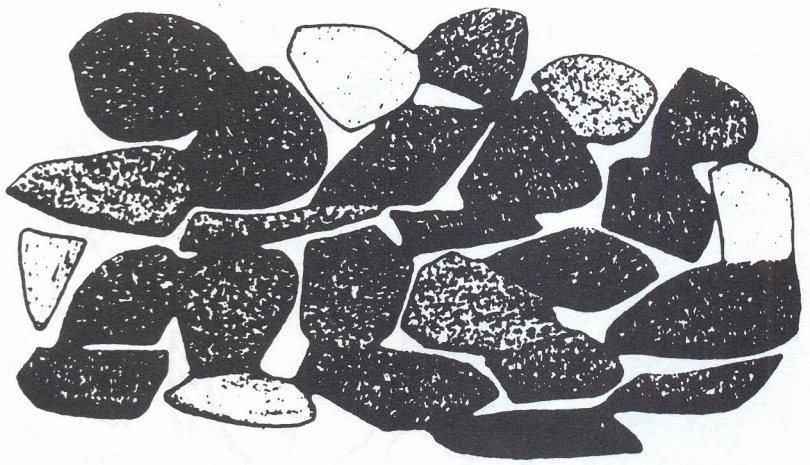


Fig.5. Oljefuktet, vannbærende sandstein.

spenningen mellom olje og vann. For slike tilfeller er perkolasjonsteori relevant, og relasjonen (10) gir da også en utmerket beskrivelse av eksperimentelle data.

Vi har alt sett at DEM-teoriens forklaring på eksponenten m, som en funksjon av depolarisasjonsforholdet L, gir riktige resultater for det tilfellet at alle kornene i materialet er sfæriske. I naturlig sandstein finner man gjerne et stort spekter av ulike fasonger på kornene, og dermed mange ulike L. Dette kan gi opphav til merkelige effekter. Hos enkelte materialer viser det seg f.eks. at realdelen av dielektrisitetskonstanten ε_{rock} øker dramatisk ved lave frekvenser; faktisk kan verdien bli langt større enn verdien for noen av komponentene som materialet er bygd opp av. Dette paradoks har en relativt enkel forklaring. Det viser seg nemlig at dersom det finnes en liten (!) konsentrasjon av flate, skivelignende korn i materialet, så er ifølge DEM-teori:

$$\varepsilon_{rock} = \varepsilon_{grain}/(1\text{-}L\text{-}\ ) \text{ når } \omega \rightarrow 0. \qquad (13)$$

For slike flate korn vil $L \rightarrow 1$ dersom det elektriske feltet står normalt på flata, og dermed kan $\varepsilon_{rock} >> \varepsilon_{grain}$.

Fysisk sett kan denne effekten forklares slik: Dielektrisitetskonstanten ε_{rock} kan måles ved å plassere materialet mellom platene i en kondensator. Ved å måle spenning og ladning, finner man da ε_{rock} som en brøk der avstanden d finne ε_{rock} er derfor mye, mye større enn den virkelige avstanden mellom ladningene (som jo er tykkelsen på de flate korna), og følgelig kan vi beregne verdier for ε_{rock} som blir langt større enn ε_{grain}.

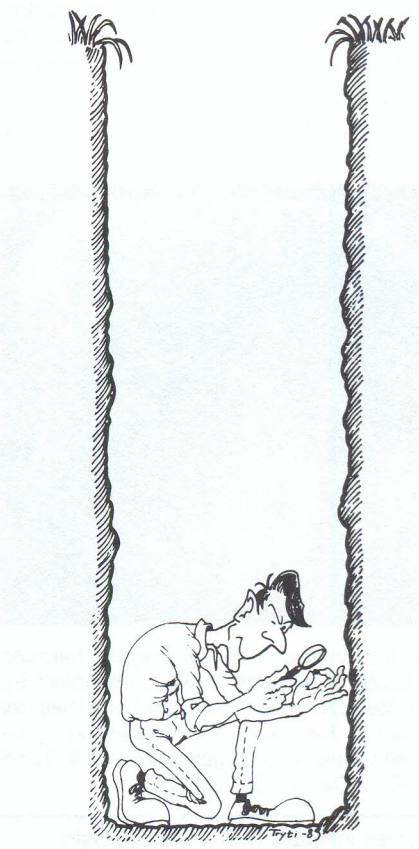
Da DEM-teorien ble lansert[8] ble det gjort et nummer av at modellen den beskrev var *selv-similær* (hvilket betyr, enkelt sagt, at et bilde av materialet vil kvalitativt sett se likedan ut uansett forstørrelse). Denne interessante påstanden er det verdt å gå nærmere etter i sømmene. Ser man på hvilke grunnleggende antakelser DEM-modellen baserer seg på, finner man nemlig følgende krav til partikkelstørrelse: bølgelengden til det elektromagnetiske feltet må være større enn ethvert korn i materialet. Så lenge dette kravet er oppfylt, er de faktiske partikkelstørrelsene uten betydning. Dette innebærer at en struktur som er selv-similær (innenfor visse grenser) er en mulig realisering av DEM-modellen. Men – en struktur med uniform partikkelstørrelse er også en mulig realisering av modellen. Med andre ord – DEM-modellen er likegyldig med hensyn til selv-similaritet!

Dette betyr imidlertid ikke at selvsimilaritetsbegrepet er uinteressant i denne sammenhengen. Tvert imot, det er påvist at naturlig sandstein ofte har selvsimilær karakter – iallefall innenfor visse grenser[9]. Dette innebærer at to måleverdier for en og samme størrelse kan bli forskjellige dersom de er målt med ulik lengdeskala på måleinstrumentet. Problemene dette fører med seg har lenge vært kjent innenfor bergmekanikk og loggeteknologi. Dels har man forsøkt å korrigere for denne effekten ved rene empiriske korreksjoner, dels har man ansett problemene for å være nærmest uløselige. Med dagens kunnskaper om selvsimilaritet burde mange av disse problemene kunne løses. Her gjenstår imidlertid en god del interessant arbeid!

Referanser

1. M.A. Biot, J.Appl. Phys. **33**, 1482 (1962).
2. T.J. Plona, Appl. Phys. Lett. **36**, 259 (1980).
3. L.M. Schwartz, i Physics and Chemistry of Porous Media, ed. D.L. Johnson og P.N. Sen, Amer. Inst. of Physics, s.105, 1984.
4. G.T. Kuster og M.N. Toksöz, Geophysics **39**, 587 (1974).
5. J.G. Berryman, J. Acoust. Soc. Am. **68**, 1809 (1980).
6. R.M. Holt og E. Fjær, Foredrag ved «North Sea Oil and Gas Reservoirs Seminar», Trondheim, 1985 (blir publisert).
7. G.E. Archie, Trans. AIME **146**, 54 (1942).
8. P.N. Sen, C. Scala og M.H. Cohen, Geophysics **46**, 781 (1981).
9. H. Pape, L. Riepe og J.R. Schopper, Proceedings ESS-IV, Gøteborg, 1985.

∞



NORDLYS DAG OG NATT – Samtidige observasjoner fra Svalbard og Alaska

*Bjørn Jacobsen, Bjørn Lybekk, Per Even Sandholt og Alv Egeland**

Nordlyset over jordas polarområder dannes av partikler fra sola som trenger inn i den øvre atmosfære. Ved samtidige bakkeobservasjoner fra stasjoner i dag- og nattsektorene kan vi bruke nordlyset som en monitor for å studere vekselvirkningen mellom solvinden og magnetosfæren.

Etter det Internasjonale Geofysiske Året 1957-59 ble det eksperimentelt stadfestet at nordlys forekommer langs to kontinuerlige belter rundt de geomagnetiske polene (nordlysovalene, se fig.1a og b) og således ikke er begrenset til nattsiden av jorda. Dagnordlyset er imidlertid langt mer direkte knyttet til forholdene i det interplanetare rommet enn nattnordlyset (jfr. ref. 1,2 og 3).

En ny oppgave for nordlysprosjektet på Svalbard er å studere dagnordlysets forekomst og bevegelse i relasjon til den samtidige dynamikken i nattnordlyset, observert fra Alaska.

I denne artikkelen vil vi gjøre rede for denne problemstillingen, med vekt på slike observasjoners relevans for studiet av vekselvirkningen mellom den solare vind og jordas nære verdensrom/øvre polare atmosfære.

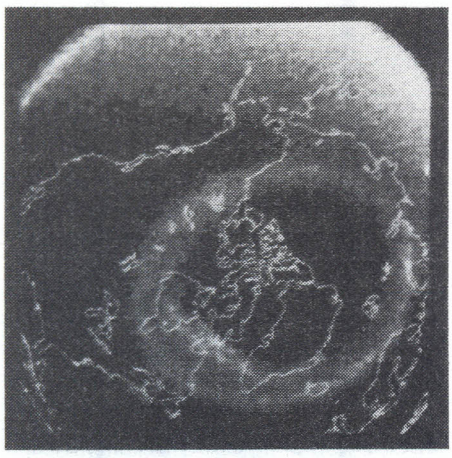


Fig.1b. Nordlysovalen over nordlige halvkule kl. 02:30 8. november 1981, observert fra satelitten Dynamics Explorer-1 ved hjelp av «imaging» fotometer som registrerer oksygenemisjoner ved bølgelengde 130.4, 135.6 nm.Etter Frank m.fl. (Ref.5).

* Fysisk institutt, Universitetet i Oslo.

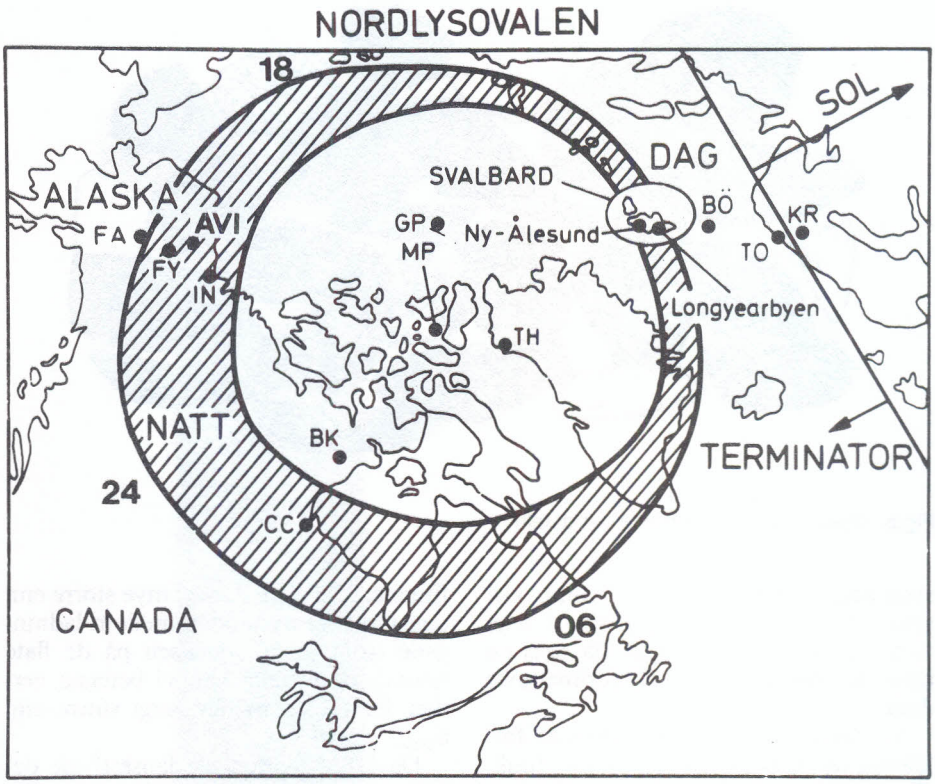


Fig.1a. Nordlysovalens beliggenhet ved midlere geomagnetisk aktivitet midtvinters. Svalbard og stasjonene i Alaska har gunstig beliggenhet for samtidige observasjoner i dag- og nattsektorene.

Solvind-magnetosfære vekselvirkning

Jordas magnetfelt er, på grunn av solvindtrykket, sammenklemt på dagsiden, mens det på nattsiden er trukket ut i en «hale» som strekker seg flere hundre jordradier ut i verdensrommet (se fig. 2). Solvinden bringer med seg et «innefrosset» magnetfelt, og man tror at geomagnetiske kraftlinjer knyttes direkte til dette feltet, slik at de er åpne mot solvinden. Grensen mellom åpne og lukkede feltlinjer (med «begge føttene på jorden») utgjøres på dagsiden av den polare kløften, der partikler fra solvinden har direkte inngang til magnetosfæren og dagnordlyset oppstår.

På grenseflaten mellom solvinden og magnetosfæren (magnetopausen) kan følgende prosess finne sted : lukkede geomagnetiske feltlinjer «kuttes» og knyttes til solvindens magnetfelt, slik at to åpne feltlinjer dannes (fig.2). Disse feltlinjene trekkes såmed av solvinden og ender opp i magnetosfærens hale. For at denne prosessen skal kunne skje, må solvindens magnetfelt ha en komponent motsatt rettet jordens magnetfelt. Denne overføringen av feltlinjer fra fronten til halen gjør at den polare kløften forflyttes mot ekvator og at nordlysovalen utvider seg.

Innholdet av åpne feltlinjer i halen øker inntil en ustabil konfigurasjon oppstår. Det dannes da et område i halen - i en avstand av omkring 15 jordradier - hvor åpne feltlinjer sammenføyes til mer dipolliknende lukkede feltlinjer med eksplosjonsartet hastighet. I denne prosessen akselereres partikler i halen og følger de magnetiske feltlinjene inn i atmosfæren, der de bremses opp og gir opphav til nordlysutbrudd og magnetiske forstyrrelser. Dette hendelsesforløpet kan gjenta seg flere ganger i løpet av natten og betegnes gjerne som en magnetosfærisk substorm.

Selv om denne beskrivelsen ennå ikke er allment akseptert, synes den å gi en god kvalitativ forklaring på observasjoner både gjort fra bakken og fra satelitter.

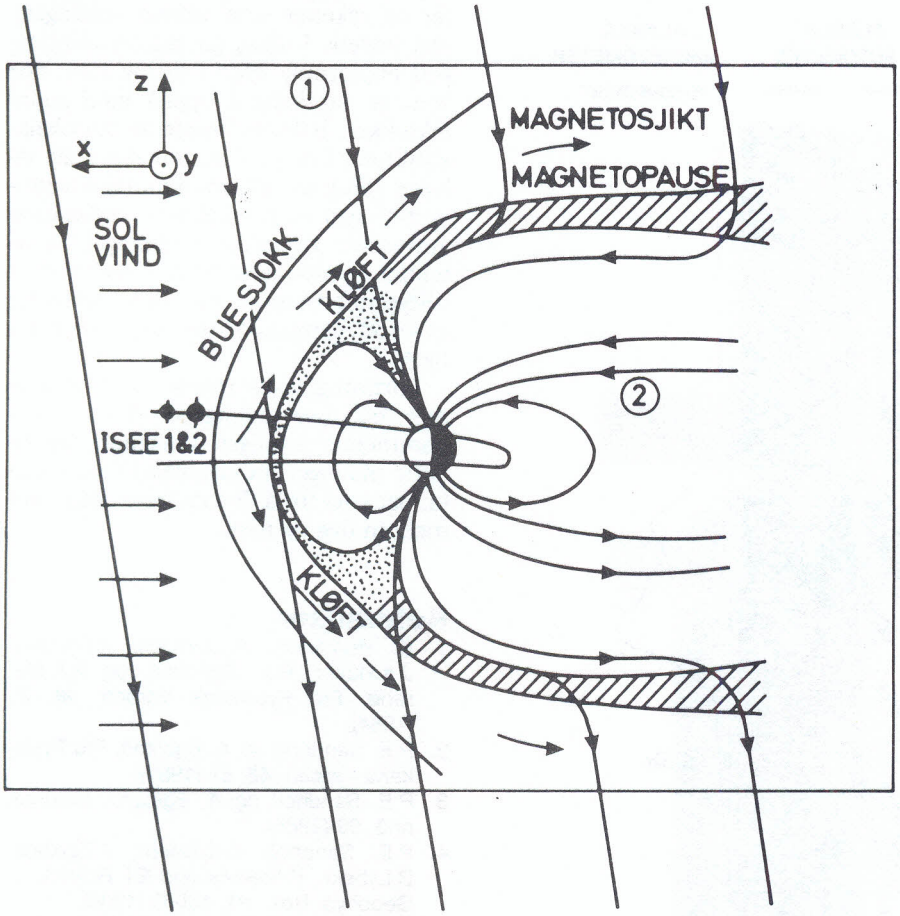


Fig.2. Åpen magnetosfære-modell. Vekselvirkningen med solvinden og dens magnetfelt trykker jordas magnetfelt sammen på dagsiden og trekker det ut i en lang hale på nattsiden. Merk den polare kløften på dagsiden. Feltlinjene i solvinden merket (1) har sitt fotpunkt i Svalbardområdet, mens feltlinjene på nattsiden merket (2) knyttes til Alaska. Inntegnet er også en del av banen til satelittene ISEE 1 og 2, som registrerer solvindens magnetfelt.

Observasjonsprogram

Optiske registreringer av nordlyset over Svalbard har vært gjort kontinuerlig fra slutten av november til midten av februar hver vinter siden 1978. Tilsvarende målinger av nattnordlyset gjøres rutinemessig fra Fairbanks, Alaska, som ligger ca. 10 timer forskjøvet i lokal tid i forhold til Svalbard (fig.1a).

Instrumentene som benyttes i denne sammenheng er mange-kanal svepende fotometre som gir intensitetsprofilen gjennom nordlyset målt langs den lokale magnetiske meridian samt nordlyskameraer med 160 graders synsfelt.

Ved å sammenholde samtidige observasjoner fra disse to stasjonene får man et utsnitt av nordlysovalen langs en meridian fra dag til natt, og endringer i ovalens posisjon og areal kan registreres. I tillegg benyttes magnetiske målinger fra dag- og nattsektorene for å følge endringer i magnetfeltet, som har nøye sammenheng med nordlysets dynamikk. Partikkelnedbøren ioniserer og eksiterer atmosfæregassene. Eksitasjonen etterfølges av lysutsendelse, mens ionisasjonen gir opphav til elektrisk strøm og magnetiske forstyrrelser. Registreringer av solvindens magnetfelt gjøres fra satelitter i det interplanetare rom.

Noen resultater

Et eksempel på samtidige observasjoner fra Svalbard og Alaska er vist i fig. 3. En karakteristisk egenskap ved dagnordlyset er den dominerende røde oksygenlinjen ved 630,0 nm, som er en god indikator på posisjonen til den polare kløften og skyldes nedbør av lavenergetiske elektroner (10-500 eV). Partiklene som skaper nattnordlyset har 100-1000 ganger mer energi, og partikkelfluksen varierer drastisk i forbindelse med substormer. Nattnordlyset er derfor mye mer dynamisk enn det forholdsvis rolige og lyssvake dagnordlyset.

Fra fig. 3 ser vi at orienteringen av solvindens magnetfelt endret seg fra nordlig til sydlig retning omkring 07:35, og 15 minutter senere startet en sydlig bevegelse i både dag- og natt- nordlyset, hvilket indikerer at hele nordlysovalen ekspanderer som et resultat av at geomagnetiske feltlinjer åpnes på dagsiden og føres med solvinden inn i halen (fig. 2). Dette fortsatte til 08:20, da et nordlysutbrudd og magnetiske forstyrrelser (substorm) startet i nattsektoren. Observasjonene illustrerer hvordan dagnordlysets posisjon og dynamikk i stor grad er bestemt av solvindens magnetfelt, mens nattnordlyset er knyttet til forholdene i det interplanetare rom på en mer indirekte måte. Substormprosessen i halen (med etterfølgende nordlysutbrudd og magnetstorm) er avhengig av at solvindens magnetfelt har vært sydlig rettet i et visst tidsrom. I mange tilfelle synes substormen å starte spontant, uten ytre «trigging».

I enkelte tilfeller kan man over Svalbard observere atskilte, kortvarige nordlysformer som driver nordover mens resten av nordlysbuen beveger seg mot syd (jfr. fig.3 0820 UT). Slike småskalafenomener indikerer lokal, transient energioverføring fra solvinden til magnetosfæren og er av stor interesse for magnetosfærefysikerne (jfr. ref.4).

Ved siden av disse «trans-polare» målingene spiller samtidige registreringer fra bakken og fra polare satelitter en viktig rolle i nordlysprosjektet på Svalbard. På denne måten kan man f.eks. kartlegge elektrodynamikken (dvs. elektrisk strøm og felt) i samband med strukturer i polarkløftnordlyset slik som vist i fig.4. Figuren viser et eksempel på finstrukturen i E-felt, strømmer langs jordas B-felt (forøvrig kalt Birkelandstrømmer til minne om nordlyspioneren Kristian Birkeland), samt partikkelnedbør (energistrøm angitt i W/m^2) målt under satelittpassasje i 800 km's høyde over Svalbard (klokken 0804-0805 UT den 10.des. 1983, jfr. fig.3). Bakkeregistreringene omfattet lysmålinger med svepende fotometer i Longyearbyen (LYR) samt geomagnetiske forstyrrelser (δB) fra Hornsund (HSD) og Ny Ålesund (NYÅ). Søylene langs jordas B-felt angir beliggenheten av områder med sterk lysutsendelse. Tre lokale topper i lysprofilen er markert. Maksimalintensiteten av oksygenlinjen ved 630 nm er gitt i enheten kiloRayleigh (kR). Par av opp- og nedgående Birkelandstrømmer er vist. Merk at sterk elektron-nedbør med tilhørende nordlysstruktur samsvarer med oppadgående strøm. Horisontale strømmer i den øvre atmosfære er også angitt i figuren.

Sluttkommentar

Samtidige bakkeobservasjoner fra Svalbard og Alaska har vist seg å være en hensiktsmessig metode til å studere nordlysovalens dynamikk og et nyttig

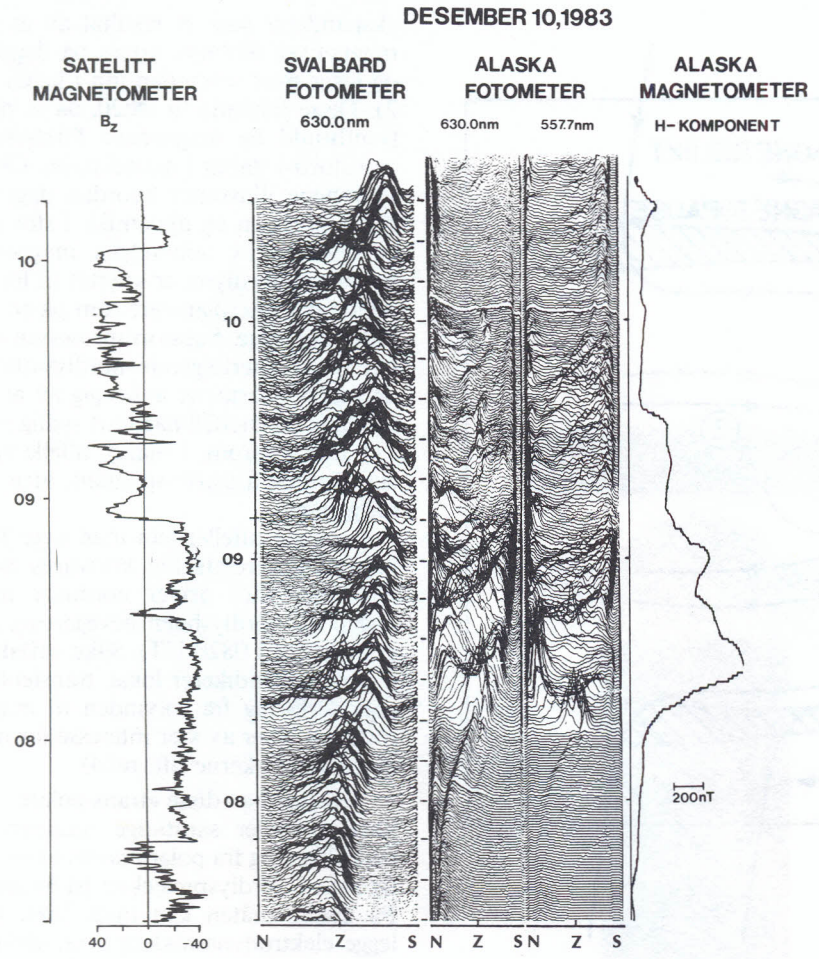


Fig.3. Til venstre: Z-komponenten (tilnærmet normal på det geomagnetiske ekvatorplan, jfr. Fig. 2) til solvindens magnetfelt, målt nær magnetopausen, i nanotesla. Merk at denne kurven er forskjøvet ca. 15 minutter i forhold til bakkeobservasjonene, for å ta hensyn til tiden det tar for en forstyrrelse i solvinden å forplante seg fra satelittens posisjon til ionosfæren. Tre neste panel: Samtidige nordlysobservasjoner fra Svalbard og Alaska, registrert med fotometer som sveper fra nord til syd langs den magnetiske meridian. Til høyre: Magnetisk registrering (horisontal komponent) fra stasjonen Arctic Village, Alaska (jfr. fig.1a). Tidsskalaen er i UT (= GMT).

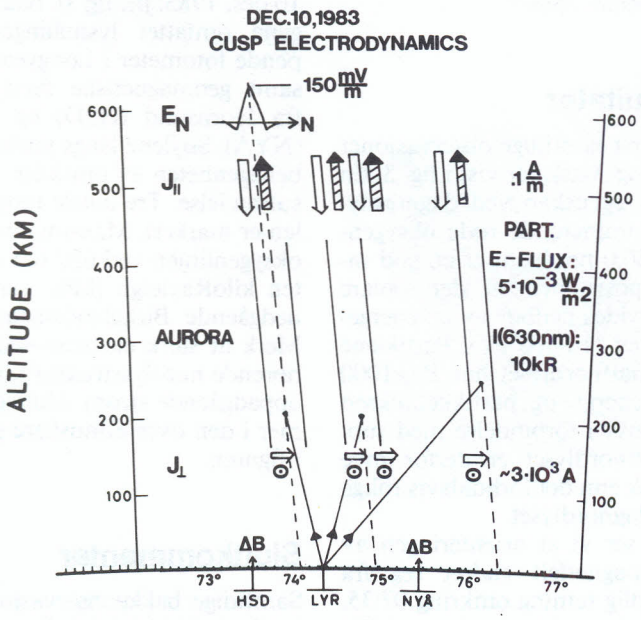


Fig.4. Koordinerte satelitt- og bakkemålinger for studium av elektrodynamikken i den øvre polare atmosfære i samband med strukturer i dagnordlyset over Svalbard (se teksten).

supplement til observasjoner fra satelitter og raketter som utfører målingene «på stedet». I tillegg gir bakkemålingene god oppløsning både i tid og rom, noe som er vanskelig å oppnå med andre teknikker. Bakkemålinger av småskalastrukturer i den polare ionosfære gir således viktig ny informasjon om energioverføringen fra solvinden til jordas øvre atmosfære. Koordinerte målinger fra satelitter i polar bane gir den nødvendige tilleggsinformasjon om den detaljerte elektrodynamikken, slik som antydet i fig.4.

Fortsatt gjenstår mange uløste problemer, og disse målingene vil fortsette i kommende sesonger. Lignende koordinerte målinger fra Grønland vil da også bli benyttet for å få data fra et sted midt mellom dag og natt.

Referanser

1. K. Henriksen, K.Stamnes, A.Egeland, J.A.Holtet, P.E. Sandholt, og H.K.Myrabø, Fra Fysikkens Verden, **46**, 25 (1984).
2. P.E. Sandholt og A. Egeland, Fra Fysikkens Verden, **46**, 87 (1984).
3. P.E. Sandholt og A. Egeland, Naturen, nr.3, 99 (1985).
4. P.E. Sandholt, C.S.Deehr, A.Egeland, B.Lybekk, R.Viereck and E.F.Romick, J. Geophys. Res., **91**, 10063 (1986).
5. L.A. Frank,J.D.Craven and R.L.Rairden, Adv. Space Res., **5**, 53 (1985).

∞

Husk Kontingenten!

Skriv i FFV

MRI – Snittbilder rekonstruert fra NMR-målinger

Håkon Theisen og Olav Steinsvoll***

Med magnetisk resonans som billeddannende teknikk kan man nå frambringe fantastiske detaljer av f.eks. hjernen, øynene eller ryggmargen. Teknikken er blitt stor industri innen medisinsk diagnostikk.

Tusener av biologer, medisinere, kjemikere og fysikere bruker ESR (elektron spinn resonans) eller NMR (kjernemagnetisk resonans) for å frarøve naturen hemmeligheter om fotosyntesen, membraners bevegelse, kjemiske reaksjoner, naturkonstanter, atomorbitaler, molekylære strukturer, sykdommers antistoffer, skader forårsaket av ultralyd eller ioniserende stråling, organiske halvledere eller ett av de utallige andre forskningsemner hvor magnetisk resonans kan brukes. Til tross for 40 års bruk av teknikken, med en Nobelpris allerede i 1952, har vi nesten klart å holde teknikken som en yrkeshemmelighet innen forskerkretser.

Så med ett er anvendelsen utenom forskningen kommet, magnetisk resonans er blitt stor industri innen medisinsk diagnostikk. Public relation avdelinger fra store industrikonsern lærer medisinere og økonomer om emner som inntil nå bare er blitt undervist hovedfagsstudenter i fysikk og fysikalsk kjemi. Så har også magnetisk resonans som billeddannende teknikk vist fantastiske resultater. I 1980 ble de første snittbildene (tomogrammer) av pasienter offentliggjort. Bildene som tas i dag med de nyeste tomografene, viser fantastiske detaljer av hjernen, øynene eller ryggraden; svulster og prolapser (se fig.1). En kan ta snitt i alle retninger, snitt som en ikke skulle tro var mulig på levende mennesker. Magnetisk resonans har i dag tre store fordeler sammenlignet med teknikker som vanligvis brukes i medisinsk, diagnostisk billeddannelse, nemlig; ingen ioniserende stråling, billedsnitt i alle retninger og tre fysikalske parametre som kan brukes for å oppnå best mulig kontrast mellom organer og mellom normalt og anormalt vev.

Skal vi bruke elektromagnetisk stråling for å «se» inn i levende vev, vet vi at høyenergetisk γ- og røntgenstråling lett går igjennom bløtt vev mens ben gir stor absorpsjon. Synlig lys er ikke egnet til å granske våre medmenneskers hjerte

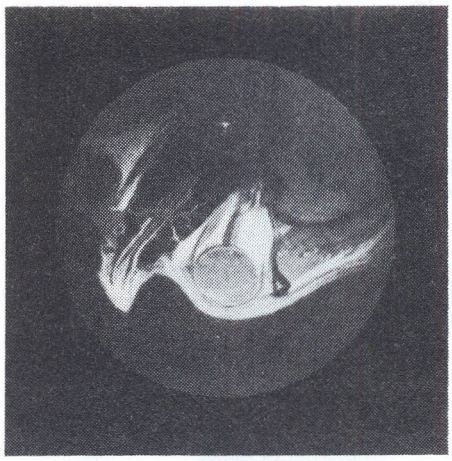


Fig.1. Horisontalt snitt av et øye. Gjengitt med tillatelse av Medirad (General Electric).

og nyrer, vi må helt til radiofrekvenser for at elektromagnetiske felter lett skal gå gjennom organisk vev. Rf-felter brukes i NMR, og denne teknikken ligger til grunn for MRI (magnetic resonance imaging).

Magnetisk resonans

Rekonstruksjonen av tomogrammet baseres på NMR signaler fra protoner i vann og tildels i fett. Setter vi en prøve som inneholder protoner inn i et homogent magnetfelt (B_0) vil prøven magnetiseres parallelt med B_0 (z-akse). Magnetiseringen (M) kan beregnes ved Curies lov. Ved utledning av Curies lov tar vi utgangspunkt i protonets magnetiske dipolmoment. z-komponenten av dipolene kan bare anta to verdier. Disse to verdiene kommer inn i uttrykket for dipolenergien til protonene:

$$E = \pm 1/2\ \gamma h B_0,$$

hvor γ er det gyromagnetiske forhold for protoner. Besetningen i de to energinivåene vil ved termisk likevekt følge Boltzmann statistikk, d.v.s. litt mer enn halvparten av protonene er i laveste energinivå. Av 20 millioner protoner vil 9999999 være i høyeste nivå mens 10000001 vil være i laveste (0.3 tesla og 22 °C). Magnetiseringen baserer seg på differansen i besetningstallet for de to energinivåene.

I utgangspunktet kunne vi bruke hvilken som helst kjerne med magnetisk moment. Men etter det som er nevnt om besetningene i energinivåene, er det ikke vanskelig å skjønne at kjernemagnetisk resonans gir meget svake signaler. Det er derfor om å gjøre å velge ut den kjernen som gir størst signal. Av de kjerner som har magnetisk moment, er protoner desidert mest fordelaktig å bruke fordi det er så mye hydrogen i levende vev, fordi protoner utgjør nær 99% av naturlig forekommende hydrogenkjerner og fordi protoner har det største gyromagnetiske forhold (γ) av alle atomkjerner.

Dersom vi tillegg til det statiske magnetfeltet utsetter prøven for et elektromagnetisk felt der kvantene har energi

$$h\omega_0/2\pi = \Delta E = h\gamma B_0/2\pi,$$

vil likevekten forstyrres og magnetiseringen forandres. Det er bare protoner som opplever et magnetfelt akkurat lik B_0, som påvirkes av det elektromagnetiske feltet med sirkelfrekvens ω_0. Protoner i annet magnetfelt forblir uendret.

Spinnsatsen viser hvordan det elektromagnetiske feltet dreier magnetiseringsvektoren. Vi kan skrive dreiningsmomentet:

$$d\mathbf{M}/dt = \gamma \mathbf{M} \times \mathbf{B}_1,$$

hvor $\mathbf{B}_1$ er den magnetiske feltvektoren av det elektromagnetiske feltet. Dette elektromagnetiske feltet polariseres normalt på B_0, slik at magnetiseringen får en komponent i xy-planet.

Etter denne forstyrrelsen vil også hovedmagnetfeltet gi magnetiseringsvektoren et dreiningsmoment

$$d\mathbf{M}/dt = \gamma \mathbf{M} \times \mathbf{B}_0.$$

Hovedmagnetfeltet vil få magnetiseringsvektoren til å oppføre seg som en stavmagnet som roterer, eller mer presist, preseserer om z-aksen med vinkelfrekvens $\omega_0 = \gamma B_0$ (Larmor-frekvensen). xy-komponenten av magnetiseringsvektoren kan indusere en vekselspenning i en mottagerspole.

Det elektromagnetiske feltet er skrudd på bare en kort tid og har en frekvens $f = \omega_0/2\pi$ (i radiofrekvensområdet). Styrken og varigheten av pulsen

*Fysisk institutt, Universitetet i Oslo.
**Institutt for energiteknikk,
Fysikkavdelingen, Kjeller.

bestemmer hvor meget magnetiseringsvektoren dreies. Dreies den 90 grader (inn i xy-planet) får vi størst signal. Nå viser det seg at signalet dør ut med en karakteristisk tid som kalles T_2. T_2 forteller bl.a. noe om hvor store lokale forskjeller i magnetfelt de forskjellige protonene i prøven opplever. Et proton som p.g.a. lokale dipolfelter opplever et magnetfelt større enn B_0, vil ha et magnetisk dipolmoment som preseserer fortere enn $\omega_0 = \gamma B_0$. Et annet dipolmoment vil p.g.a svakere lokalt magnetfelt presesere langsommere. Disse magnetiske dipolmomentene vil over tid, bidra mindre og mindre til magnetiseringen. Etter hvert vil alle de elementære dipolmomentene ha vilkårlig fase fordi alle presesjonsfrekvensene vil være litt forskjellige.

Dreier vi magnetiseringen 90 grader fra likevektstilstanden, vil det være like mange magnetiske dipoler i de to energinivåene. Protonsystemet er da eksitert.

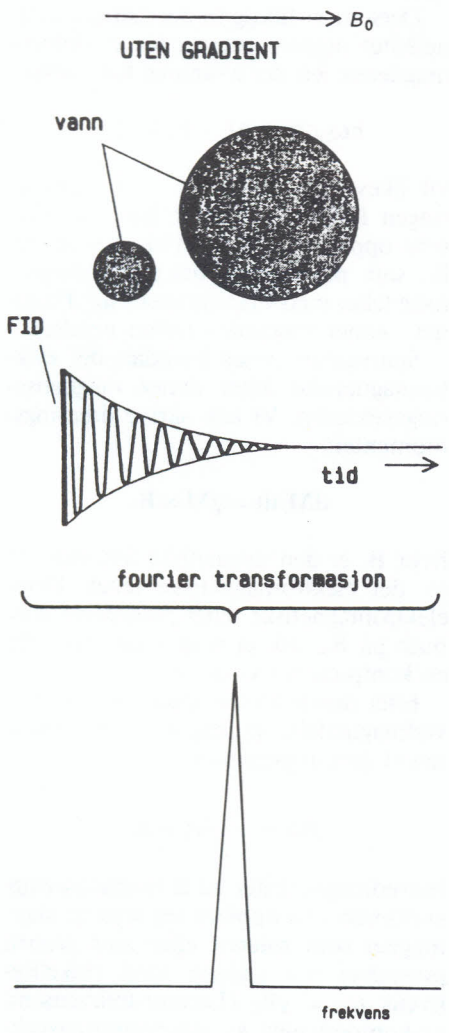


Fig.2a. Fra to rør fylt med vann i et homogent magnetfelt vil signalet som induseres i mottagerspolen bare inneholde ' èn frekvenskomponent. Frekvensspekteret vil derfor ikke gi noen opplysninger om prøvens geometri. Frekvensbredden gir likevel informasjon om relaksasjonstiden.

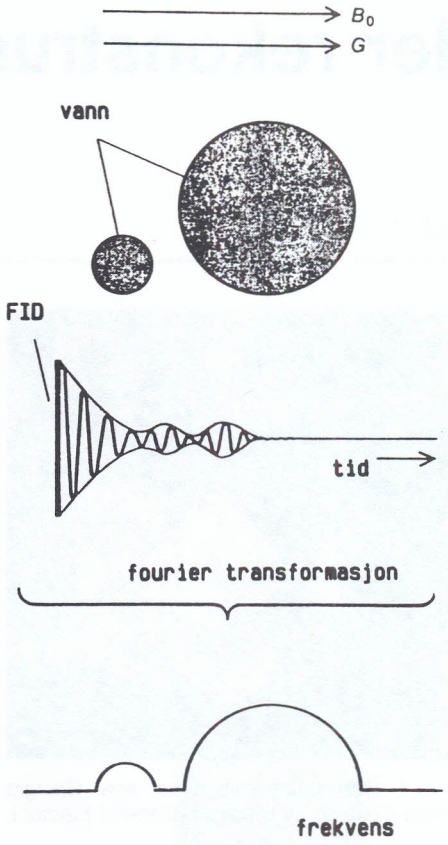


Fig.2b. Prøven står nå i et inhomogent magnetfelt idet vi har overlagret et lineært variabelt felt i z-retningen (G(z)). I mottagerspolen får vi indusert signaler som stammer fra protonenes dipolpresesjon. Protoner som opplever forskjellig magnetfelt vil bidra med forskjellige frekvenskomponenter. Frekvensspektret vil derfor gi en avbildning av protonfordelingen. Siden feltgradienten er konstant, vil spektret fremstå som en projeksjon av prøven inn på z-aksen.

Den eksiterte energien til protonene vil overføres til omgivelsene, og magnetiseringen vil gå tilbake til den opprinnelige magnetiseringen som Boltzmannfordelingen gir. Hvor fort likevekt inntrer, er karakterisert ved T_1, spinn-gitter relaksasjonstiden.

Protonene som gir signal til mottagerspolen, har i gjennomsnitt litt forskjellige relaksasjonstider i de forskjellige organer som vi kan avbilde. Det er *forskjeller* i protontetthet og relaksasjonstider som gir kontraster i bildet.

Signalet som induseres i mottagerspolen kalles FID-(free induction decay) signalet. FID-signalet dør ut pga. dipolenes defasing. Det registreres som funksjon av tid. Dette tidsoppløste signalet passerer en fasesensitiv detektor og en analog til digitalomformer før det mates inn i en datamaskin. Ved en Fourieranalyse (fast Fourier transform) fås et frekvensspektrum som vist i fig.2a. Amplituden i dette gir informasjon om protontettheten, men ingen opplysninger om den romlige fordeling av prøven.

Hvordan lages bildet

Koding av opplysninger om den romlige fordeling av protoner i prøven ligger i bruken av flere påfølgende magnetfeltgradienter. I fig.2b ser vi hvordan vi kan lage en projeksjon fra et to-dimensjonalt bilde ved hjelp av et gradientfelt. FID-signalet inneholder et frekvensspektrum som avbilder mengden av protoner i prøven.

Magnetfelt-gradientene kan brukes på flere måter. Her skal vi beskrive en tre

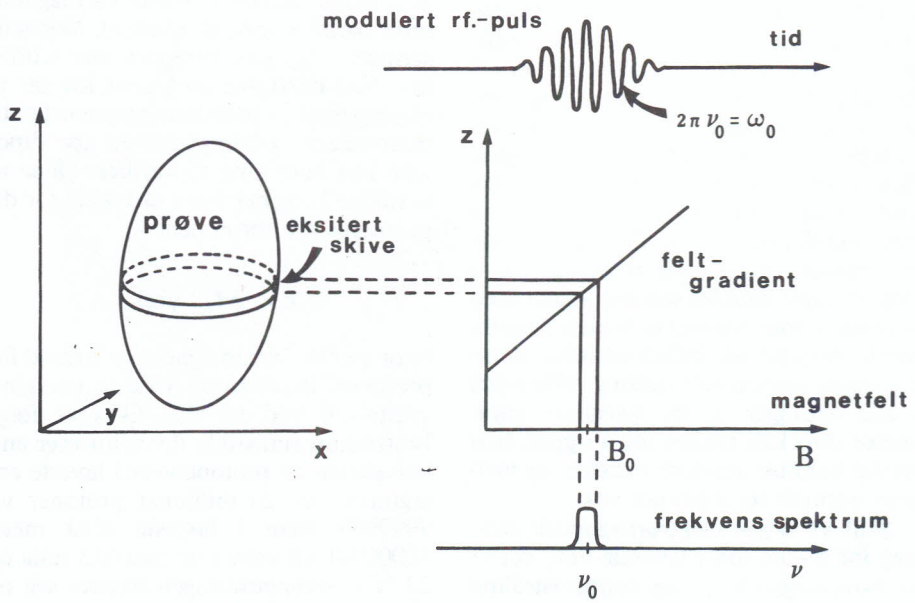


Fig.3. Eksiteres prøven med en radiofrekvenspuls med bare en frekvens, vil vi bare få signal fra en skive av prøven hvis denne er i et gradientfelt.

trinns metode som benytter tre lineære magnetfelt-gradienter i tre forskjellige retninger. Først legger vi en magnetfelt-gradient langs z-aksen, i hovedfeltets retning, $\mathbf{G}(z) = G_z z\mathbf{k}$ (c er en konstant, **k** er enhetsvektoren langs z-aksen). Så eksiterer vi prøven med en radiofrekvens puls med frekvens ω_0. Det er da bare protoner som opplever magnetfeltet B_0 som påvirkes. Slik kan vi velge ut en skive normalt på z-aksen (fig. 3).

Langs y-aksen, altså på tvers av hovedfeltet B_0, legges en gradient $\mathbf{G}(y) = G_y y\mathbf{k}$ etter at z-gradienten og rf-pulsen er slått av. I det korte tidsrommet gradienten er på (mye kortere enn relaksasjonstidene) får vi en defasing av dipolene på samme måte som forårsakes av T_2-relaksasjonsprosessen. En stor forskjell er det imidlertid denne gang. Det vil være en sammenheng mellom y-koordinaten og fasevinkelen.

Langs x-aksen legges et gradient-felt mens signalet samles inn. Da er defasegradienten skrudd av. (Se fig.4). Er $\mathbf{G}(x) = G_x x\mathbf{k}$ under innsamling av data, vil dipolene presesere med frekvenser som er proporsjonale med x-koordinaten. Frekvensspekteret gir derfor en projeksjon av den eksiterte skiven slik som vist i fig.2b.

For å knytte en bestemt x-koordinat til en frekvens, må vi benytte en Fourier-transformasjon. For å knytte en y-koordinat til en bestemt fasevinkel må pulssekvensen i fig.4 gjennomføres flere ganger. Hver gang brukes samme z-gradient, rf-felt og x-gradient. Bare styrken (vinkelkoeffisienten G_x) av y-gradienten forandres fra gang til gang. Signalet som samles inn, inneholder summen av signalene fra alle de forskjellig fasede dipolene. Når pulssekvensen repeteres periodisk mens y-gradienten hver gang forandres på en kontrollert måte, får vi et sammensatt signal som inneholder et spektrum av frekvenskomponenter sentrert om repetisjonsfrekvensen ω_y (se fig.5). En rekonstruksjon av tomogrammet krever derfor en to-dimensjonal Fourier-transformasjon. I fig.5 er fasekodingen anskueliggjort gjennom tre repetisjoner.

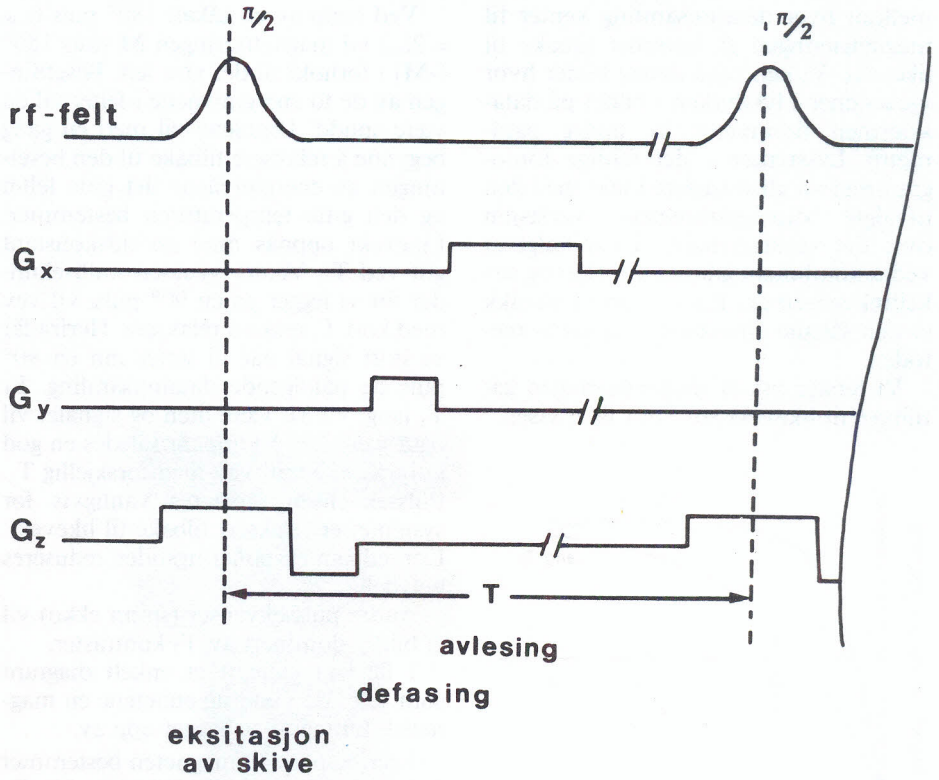


Fig.4. Gradientfeltene brukes for å velge ut et volumelement av prøven. Gradienten G(z) som er skrudd på ved eksitasjon med rf-puls, velger ut en skive av prøven. Defasegradienten G(y) forandres ved hver repetisjon for å kode inn en fasevinkel til y-koordinaten. Avlesingsgradienten G(x) gir forskjellige x-koordinater forskjellig frekvens i frekvensspektret.

Forskjellige parametre

Styrken av signalet vi får etter Fourieromvendingen, vil gi et uttrykk for protontettheten i vevet vi avbilder hvis vi

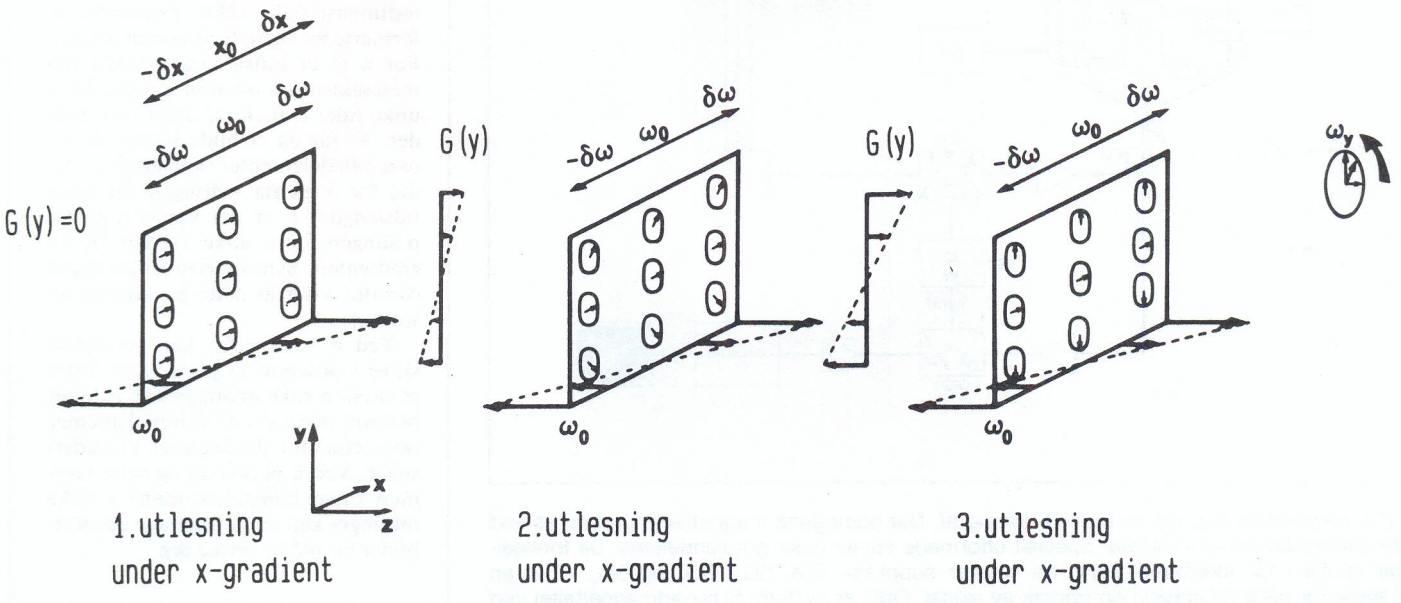


Fig.5. For hver repetisjon av pulssekvensen i fig.4 forandres styrken av y-gradienten. Fra utlesning til utlesning vil derfor et dipolelement i skiven tilsynelatende rotere med forskjellig sirkelfrekvens som funksjon av y-koordinaten.Størrelsen av denne nye sirkelfrekvensen ω_y er avhengig av hvor mye gradienten G(y) øker fra utlesning til utlesning.

mellom hver datainnsamling venter til magnetiseringen er kommet tilbake til likevekt. Vi kan også danne bilder hvor variasjoner i lysstyrken i bildet på dataskjermen domineres av andre parametre. Lysstyrken i det ferdige tomogrammet vil altså variere i takt med den utvalgte dipol-parameters variasjon over det vevstverrsnitt vi har valgt ut ved å kombinere gradienten G(z) og sirkelfrekvensen ω_0. En mye brukt teknikk er den såkalte «inversion recovery» metoden.

Vi tenker oss at magnetiseringen går tilbake til likevekt slik som fig.6 viser.

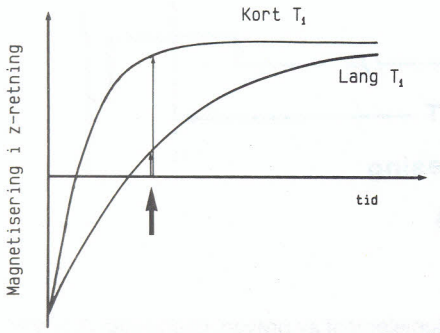


Fig.6. NMR-signalet er proporsjonalt med magnetiseringen i z-retningen. Legges en 90 graders puls hvor pilen antyder vil vi oppnå stor T_1 kontrast.

Ved hjelp av en såkalt 180° puls ($i_{180} = 2i_{90}$) vil magnetiseringen **M** snus 180° (-**M**) i forhold til det ytre felt. Besetningen av de to energinivåene i feltet vil da være snudd. Dipolene vil med en gang begynne å relaksere tilbake til den besetningen av energinivåene det gitte feltet og den gitte temperaturen bestemmer. Likevekt oppnås med en tidskonstant gitt ved T_1. Venter vi noen millisekunder før vi legger på en 90° puls, vil vev med kort T_1 rekke å relaksere. Herfra får vi stort signal når vi setter inn en 90° puls og påfølgende datainnsamling. Er T_1 lang, vil M_z være liten og signalet vil også være lite. Vi oppnår således en god kontrast mellom vev med forskjellig T_1. Pulssekvensen repeteres vanligvis før systemet er relaksert tilbake til likevekt. Derved kan eksponeringstiden reduseres betydelig.

Andre pulssekvenser (spinn ekko) vil gi bilder dominert av T_2 kontraster.

I fig.7 er gjengitt et enkelt diagram som viser de viktigste enhetene en magnetisk tomograf er bygget opp av.

Egenskapene til magneten bestemmer i stor grad hvor godt bildet kan bli. Siden følsomheten øker nesten med kvadratet av B_0, har en i større og større grad gått over til å bruke supraledende magneter som kan gi homogene magnetfelter på mer enn 1 tesla. Lineæritet og stabilitet av gradient-feltene samt styrken (c) av gradientene er også svært vesentlig for bildenes kvalitet og romlige oppløsning. Forøvrig trengs de kompo-

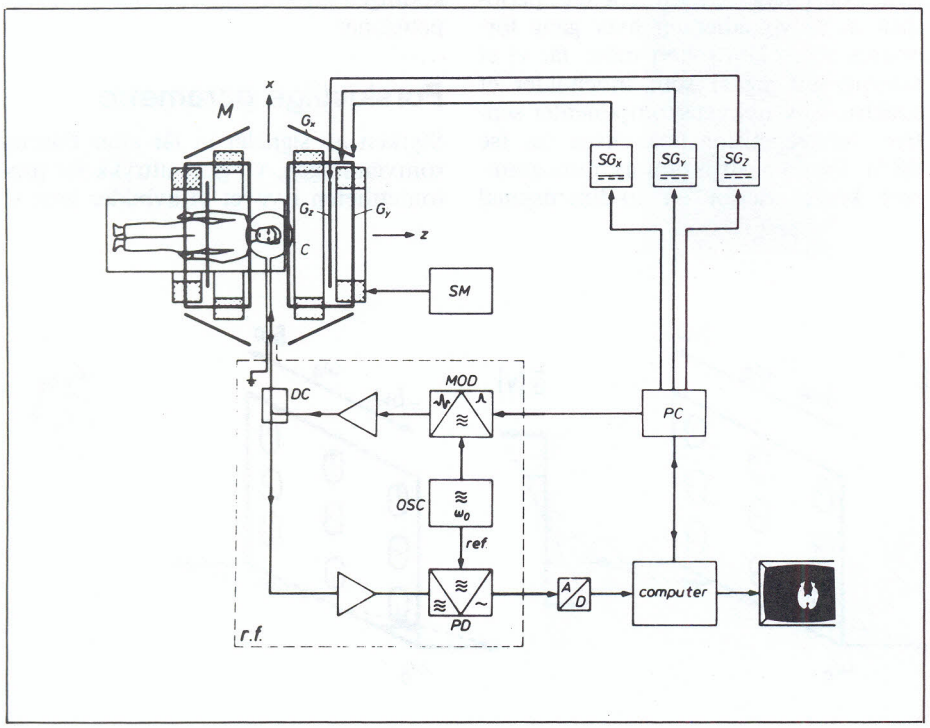


Fig.7. Skjematisk oppsett av en MRI-tomograf. Det homogene magnetfeltet genereres ved fire solenoider på en kuleflate. Spesielt utformede spoler lager gradientfeltene. De forskjellige spolene får strømforskyning fra «power supplies»: SM, SG_x, SG_y og SG_z. C er en rf-spole for både eksitasjon og opptak av signal. OSC er avstemt til hovedmagnetfeltet ved $\omega_0 = \gamma B_0$. Radiofrekvenssignalet fra oscillatoren moduleres slik at signalet som sendes videre til forsterker, inneholder bare et smalt frekvensbånd. Signalet som returneres fra prøven styres ved en retningskopler (DC) til en fasesensitiv detektor (PD) som er innstilt på frekvensen ω_0. Signalet digitaliseres (A/D) før tomogrammet beregnes. En prosess-kontroll enhet (PC) som programmeres fra regnemaskin, styrer rf- og gradient-pulser.

La oss se på en skive i posisjon z, og la protontettheten i punktet x,y være $\rho(x,y)$. NMR-signalet fra et element dxdy ved (x,y) vil da bli proporsjonalt med

$$\rho \cdot dxdy \cdot \exp(i\gamma Bt),$$

hvor B er det magnetiske felt ved (x,y). I løpet av tiden t_y er en feltgradient G_y i retning y-aksen superponert på hovedfeltet B_0, og hovedfeltet blir

$$B = B_0 + yG_y.$$

I det etterfølgende tidsrom t_x er en feltgradient G_x superponert B_0, dvs.

$$B = B_0 + xG_x.$$

La oss nå observere NMR signalet i et roterende system $\omega_0 = \gamma B_0$. Vi finner at det blir proporsjonalt med

$$\rho \cdot dxdy \cdot \exp[i\gamma(xG_x t_x + yG_y t_y)].$$

Signalet fra hele skiva får vi ved integrasjon,

$$S(t_x,t_y) = A\int\int \rho(\omega_x,\omega_y) \cdot \exp[i(\omega_x t_x + \omega_y t_y)]d\omega_x d\omega_y,$$

hvor

$$\omega_x = x\gamma G_x,\ \omega_y = y\gamma G_y,$$

og

$$A = 1/(\gamma^2 G_x G_y).$$

Av dette kan vi se at NMR signalet $S(t_x,t_y)$ er den todimensionale Fouriertransformerte av protontettheten $\rho(x,y)$ i skiva. For å danne oss et bilde av $\rho(x,y)$ må vi altså ta den todimensjonale (2D) Fouriertransformerte av signalfunksjonen $S(t_x,t_y)$. For å få et fullstendig datasett må målesekvensen ovenfor gjentas for n ulike tider t_y mens t_x deles i n områder. Vi får da et bilde bestående av n×n billedelementer («pixels»). (I stedet for å gjenta målingen for ulike tidslengder t_y er det vanlig å gjenta målingen for n ulike verdier G_y av gradienten. Symmetrien i likningene ovenfor viser at dette gir samme resultat.)

Ved å variere G_z kan en annen skive i posisjon z_2 plukkes ut. Etter et antall n slike målinger har vi totalt bestemt $\rho(x,y,z)$ i n^3 volumelementer («voxels») for det legemet vi undersøker. Ved å plukke ut og sette sammen disse billedelementene i ulike retninger kan en få fram alle de snittbilder en måtte ønske seg.

nentene som brukes i NMR-spektroskopi. Radiofrekvensspolen må utformes slik at volumet som skal avbildes eksponeres mest mulig homogent av rf-feltet, og slik at størst mulig signal kan fanges inn. Prosess-kontrollenheten skal i tillegg til å styre rf-pulser også styre gradientfeltene. Computeren må ha betydelig lagringsplass og bør ha ekstra prosessor forbeholdt Fouriertransformasjonen.

Nyttevurdering og perspektiver

Det er særlig ved avbilding av bløtt vev MRI viser overlegne egenskaper sammenlignet med andre diagnostiske metoder, f.eks. røntgentomografi. Kreftsvulster (hvor T_1 er lengre enn i annet vev) kan diagnostiseres romlig langt bedre enn tidligere. Dette er viktig i kirurgisk og stråleterapeutisk planlegging. Også innen behandling av hjerte/kar sykdommer forventes at MRI vil bli et meget nyttig diagnostisk hjelpemiddel. Kan teknikken være et viktig hjelpemiddel i diagnose av de to sykdommene som forårsaker flest dødsfall, synes det viktig at vi anvender MRI og bygger opp kompetanse i sammenheng med installasjonene.

I tillegg til bruk i diagnose av hjerte/kar sykdommer og kreft, rapporteres nesten daglig om anvendelser på nye diagnostiske områder.

Ulempen ved MRI inntil nå har vært foruten store innkjøpskostnader, lang eksponeringstid; 5-20 minutter. Foruten at prisen på hver undersøkelse blir dyr, medfører dette også at pasientens bevegelser vil forstyrre bildet betydelig, eksempelvis ved pusting, hjerteslag o.l. Trigging av eksponering ved signaler fra EKG og respirasjonsmonitorer reduserer problemet.

Det satses kolossalt på utvikling av teknikken. På samme måte som nye anvendelser stadig rapporteres, kan vi i mer teknisk og fysisk orienterte tidsskrifter lese om tekniske forbedringer. Eksponeringstider på få sekunder og mikroskopi med romlig oppløsning på noen få mikrometer gir håp om at dagens svakheter kan overvinnes.

Foruten å konstruere tomogrammer kan enkelte MRI tomografer ta opp NMR spektra *in vivo*. Dette gir muligheten til å følge energiomsetningen i et volumelement av kroppen. På denne måten går det an f.eks. å undersøke en svulst etter stråleterapi for å se om kreftcellene er drept.

Det er stor interesse og entusiasme for MRI hos helsepersonell og pasienter når det gjelder MRI. Flere innsamlingsaksjoner og betydelige bevilgninger fra det offentlige vitner om dette. Flere tomografer er innkjøpt siste året og brukes allerede på sykehusene rundt om i landet. I Trondheim har SINTEF bygd opp et spesialinstitutt der fysikere og tekniske forskere kan bruke utstyret innen materialgrunnforskning og dessuten utvikle antenner og annet spesialutstyr. På denne måten vil norsk kompetanse bli bygd opp slik at ikke alle nyvinninger må kjøpes dyrt fra utenlandske produsenter.

Litteratur

Kjernemagnetisk resonans:

D.Shaw, *Fourier Transform NMR spectroscopy*, Elsevier, Amsterdam, 1976.

Magnetisk resonans billed-dannelse:

W.S.Hinshaw and A.H.Lent, *An Introduction to NMR Imaging: From the Bloch Equation to the Imaging Equation*, Proc.of the IEEE, **73**, 338 (1983).

R.P.van Stapele and P.R. Locher, *Nuclear Magnetic Resonance Tomography*, Europhys. News, **15**, 10 (1984).

MRI teknikk:

T.Axenrod and G.Ceccarelli (eds.), *NMR in living systems*, NATO ASI Series, D.Reidel Publ. Co., 1986.

P.A.Bottomley, *NMR Imaging Technics and Applications: A Review*, Rev.Sci. Instr. **53**, 1319 (1982).

E.Morton Bradbury and C.Nicolini (eds.), *NMR in the life sciences*, NATO ASI Series, Plenum press, 1986.

∞

SUPRALEDNING – mot nye rekorder

O. Steinsvoll og J.L. McCauley***

I løpet av det siste året er det kommet rapporter om supraledning i spesielle metalloksider (keramer) ved temperaturer som begynner å nærme seg norske vintertemperaturer. De vidtrekkende teknologiske muligheter som har åpnet seg ved disse banebrytende resultater, har ført til en eksplosjonsartet interesse for dette felt i forskningsmiljøer over hele verden. Men hva er supraledning?

Navnet «supraledning» ble første gang brukt av H. Kamerlingh-Onnes i Leyden i 1911 da han og medarbeideren Holst fant at metallet kvikksølv (Hg) ved avkjøling til under 4.2 K mistet all elektrisk motstand, se fig.1. Denne avkjølingen var det mulig å gjennomføre fordi K.-Onnes i åra forut for dette hadde funnet en metode til å avkjøle og kondensere edelgassen helium (He). De fant videre at en kunne indusere en strøm i en ring av supraledende kvikksølv som så ut til å vare evig: *Motstanden i tråden var virkelig null!* Etterhvert fant en også at andre metaller, slik som indium, tinn og bly kunne bli supraledende, alle med en karakteristisk kritisk temperatur T_c for overgang til den supraledende tilstanden.[1]

K.- Onnes hadde store forhåpninger om praktiske anvendelser av supraledning. Det viste seg likevel at ytre magnetfelt kunne ødelegge effekten i en tråd. Når tråden fører strøm, vil den omgis av et magnetfelt. Det fins derfor også kritiske strømstyrker i en supraledende tråd som vil ødelegge supraledningen. K.-Onnes fant at de kritiske strømstyrkene var så små at en ikke kunne lage sterke elektromagneter.

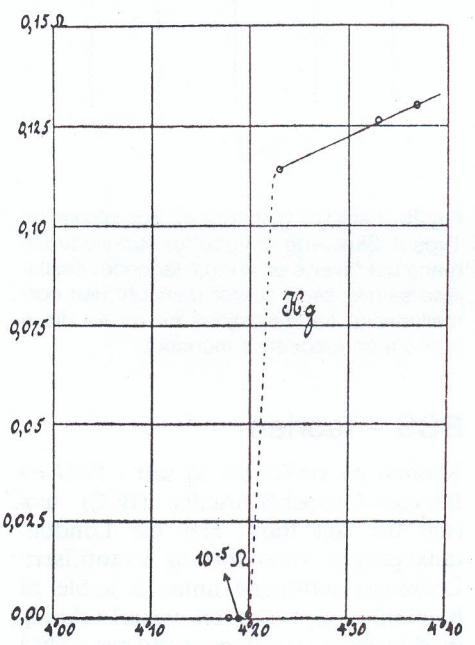


Fig.1. Motstanden i ohm av et stykke kvikksølv tegnet mot den absolutte temperatur

*Fysikkavdelingen,IFE, Kjeller.
**Department of Physics,
University of Houston, Texas, USA.

SUPRALEDNING – et makroskopisk kvantefenomen

Den klassiske fysikken var helt ute av stand til å forklare dette nye fenomenet. I disse åra vokste en ny fysikk fram, nemlig kvantefysikken. I første omgang kunne heller ikke den forklare supraledning. Men i tretti-åra begynte forståelsen å komme på gli. Da påpekte brødrene Heinz og Fritz London at supraledning måtte være et makroskopisk kvantefenomen. Denne synsmåten ble ytterligere forsterket ved oppdagelsen av Meissner-Ochsenfeld effekten i 1933. Når en avkjøler en mulig supraleder i et underkritisk magnetfelt, vil en ved overgangstemperaturen T_c til supraledning finne at magnetfeltet blir fullstendig fortrengt fra det indre av lederen, se fig.2a. Denne

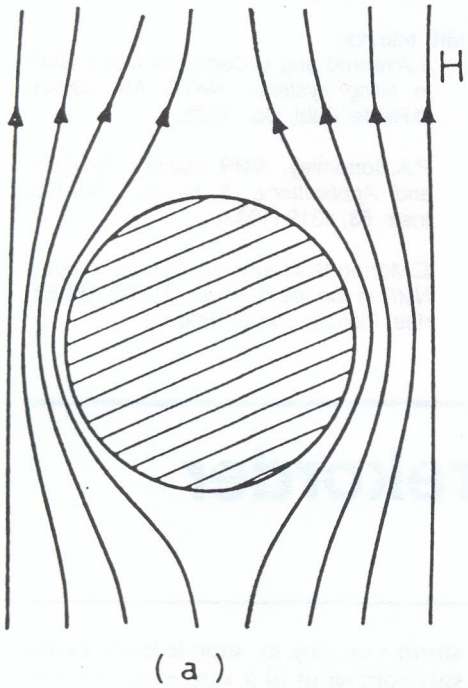


Fig.2a. Feltlinjer rundt en perfekt diamagnetisk supraleder av Type I.

effekten kan ikke utledes av at motstanden i tråden er null. Det ytre feltet blir fullstendig nøytralisert av magnetfeltet fra en overflatestrøm på lederen. Supalederen viser derved en perfekt diamagnetisk oppførsel. Med dette var det fastslått at den supraledende tilstand var en helt ny fasetilstand for stoffet. Supraledningen er altså en konsekvens av noen dypere egenskaper ved stoffet. Den fenomenologiske teori til brødrene London forklarte alle hovedegenskapene ved supraledning. De forestilte seg det supraledende stoffet som ett eneste stort atom der elektronene var koblet til hverandre ved en eller annen form for vekselvirkning som var ukjent for dem.

Type-II supraledere

I førti- og femtiåra kom nye eksperimentelle fakta på bordet og dessuten en ny fenomenologisk modell, nemlig Ginzburg-Landau modellen. Inntil dette tidspunktet hadde en bare sett på supraledning i rene metaller. Nå fant en tilsvarende fenomen både i amorfe stoffer og legeringer. Det viste seg at de såkalte A15-forbindelsene, Nb_3Sn, Nb_3Ge etc, hadde de høyeste kritiske temperaturene. Samtidig viste det seg at de også tålte ganske kraftige magnetfelt før de mistet de supraledende egenskapene. En hadde endelig funnet fram til stoffer som kunne anvendes i praksis til å lage kraftige elektromagneter. De nye stoffene ble klassifisert som Type II supraledere, fordi de ikke lenger oppfører seg som perfekte diamagneter: De tillater nemlig en viss inntrengning av et ytre magnetfelt, men bare på en spesiell måte,nemlig som såkalte kvantiserte flux-rør, se fig.2b.

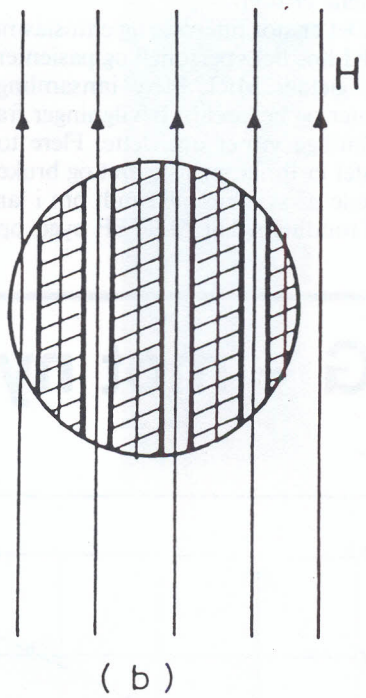


Fig.2b. Feltlinjer gjennom en supraleder av Type II. Skraverte områder er supraledende mens uskraverte er normal ledende. Feltlinjene samler seg i fluxrør gjennom den normalledende del. Feltlinjene trer ut fra disse som fra en magnetisk monopol.

BCS – teorien

Kronen på verket ble så satt i 1957 da Bardeen-Cooper-Schrieffer (BCS) teorien ble lagt fram. Her ble Londontankegangen videreført og kvantifisert. Ledningselektronene antas å koble til hverandre gjennom en vekselvirkning med kvanter av gittersvingninger – altså fononene. Slike svingninger vil være avhengig av atomenes masse, og supraledningen skulle derfor være litt ulik for forskjellige isotoper av samme stoff. Dette var påvist eksperimentelt og ble tatt som en bekreftelse på BCS-teorien.

Elektronene kobler seg parvis til hverandre slik at et elektron med impuls og spinnvektorpar $(\mathbf{k},\uparrow)$ samvirker med et annet elektron med motsatt impuls og spinnvektorpar $(-\mathbf{k},\downarrow)$, se fig.3a.

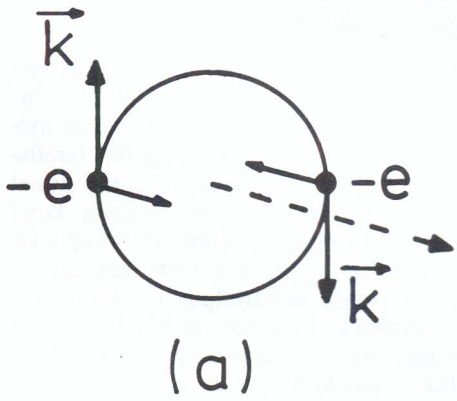


Fig.3a. Skjematisk framstilling av Cooperpar av elektroner. Elektronene kobles med motsatt spinn og impulsvektor i en s-tilstand.

Disse korrelerte Cooperparene danner egentlig et kondensat i impulsrommet. Den makroskopiske kvantetilstanden kan beskrives ved en funksjon

$$\psi = \psi\exp(i\beta),$$

der fasen β er korrelert over hele supralederen. Strømtettheten $\mathbf{j}$ fås av likningen

$$\mathbf{j} = (\rho/m)[(h/2\pi)\nabla\beta - (q/c)\mathbf{A}],$$

der $\rho = \psi^{1/2}$. Hvis β varierer over lederen, går det altså en suprastrøm.

Josephson – effekten

På grunnlag av BCS-teorien ble det utover i sekstiåra forutsagt ytterligere merkelige fenomener for supraledere. Dersom to supraledere blir atskilt i en meget liten romlig avstand, f.eks. med et tynt oksidlag, kan elektronparene hoppe over fra den ene lederen til den andre ved såkalt tunell-effekt, og en suprastrøm kan flyte. Det viser seg videre at denne strømmen kan influeres ved hjelp av et magnetfelt over koblingspunktet siden magnetfeltet endrer fasen β_1,β_2 for de to supralederne. Når fasedifferansen er 2π, går det null strøm i koblingspunktet. Slike spesielle koblingsenheter kan brukes til å måle meget svake magnetfelt. Disse kalles SQUID-sensorer (Super-

conducting Quantum Interference Devices). De kan brukes i nerve- og muskelforskning innen biofysikk. En annen effekt bygger på at et slikt koblingspunkt sender ut en høyfrekvent vekselspenning når det legges på en ytre spenning mellom supralederne. Disse «Josephson-overgangen» brukes nå som normaler for kalibrering av spenning siden frekvens kan måles med mye større nøyaktighet enn spenning.

Organiske supraledere og tunge fermioner

I sekstiåra høstet en altså fruktene av en intens grunnforsking i faststoffysikk som hadde pågått i mer enn femti år, både teoretisk og eksperimentelt. Endelig hadde en full forståelse og praktisk anvendelse av supraledningen. Men til tross for iherdig leting og stor forskningsinnsats maktet en ikke å finne stoff med høyere kritisk temperatur enn 23 K, som gjelder for Nb_3Ge. En satte en stund store forhåpninger til organiske supraledere, men resultatene der har vært skuffende; til nå har en bare funnet stoff med $T_c = 7$ K.

For noen år sida ble de såkalte «tunge-Fermion» - stoffene funnet. Det første eksempel var $CeCu_2Si_2$. Seinere har en funnet flere, deriblant UBe_{13}. Dette siste stoffet er supraledende nær 1 K. Her har en funnet at de korrelerte elektronpar høyst sannsynlig kobles sammen med motsatt impulsvektor **k** og **-k**, men med samme retning av spinnene (↑,↑). Dette fører til såkalt p-kobling, i motsetning til s-kobling for de vanlige Cooper-parene, se fig.3b.

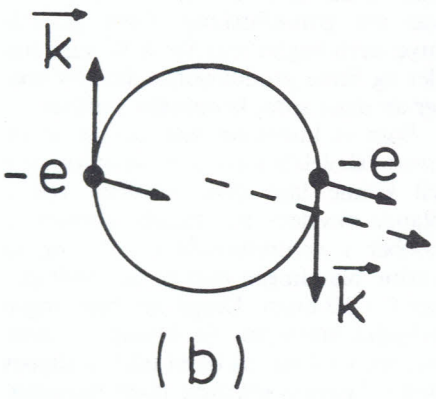


Fig.3b. Par av elektroner koblet med motsatt impulsvektor, men med samme spinnretning. Dette fører til en p-tilstand.

De nye keramiske supralederne

I en kort artikkel i forrige FFV[2] fortalte K. Fossheim om de nye supraledende oksidene av typen $La_{2-x}Ba_xCuO_{4-y}$ og liknende stoffer med yttriumatomer (Y) istedet for lanthanatomer – $Y_{1.2}Ba_{0.8}CuO_{4-y}$ – og strontium (Sr) istedet for barium (Ba). De kritiske temperaturer i de sistnevnte stoffene er rapportert helt opp til 94 K, og dette kan føre til en teknologisk revolusjon. Det betyr nemlig at en kan bruke flytende nitrogen (N_2) med kokepunkt 77 K til å kjøle stoffet under T_c. Flytende nitrogen er omtrent ti ganger billigere enn flytende helium som inntil nå er blitt brukt til kjøling av supraledende magneter. Dessuten er det kritiske magnetiske felt antatt å ligge i området 80 – 150 Tesla, men en har ikke kraftige nok magnetfelt til å sjekke dette ennå.

Det var forskerlaget G. Bednorz og A. Müller ved IBM i Zurich som etter tre års leting blant forskjellige oksider først rapporterte at de hadde funnet supraledning ved 30K i lanthan-forbindelsen ovenfor, i september 1986.[3] Det var ren grunnforskingsinteresse som førte til at de undersøkte disse kjemiske forbindelsene. Noen teoretikere hadde beregnet at det burde eksistere effekter som kunne føre til store elektron-fonon vekselvirkninger i en klasse av kjemiske forbindelser, – altså samme mekanisme som viste seg så fordelaktig i de metalliske supralederne. Etter noen måneders nøling forsto forskere verden over at det var alvor og skyndte seg «å kaste seg på toget». Disse stoffene er nå gjennomanalysert med alle slags fysiske og kjemiske hjelpemidler. Det er en rekke forskergrupper, totalt sikkert flere hundre forskere, som det siste halve året etterhvert har klart å heve den kritiske temperaturrekorden til 94 K. Her i Norge er det ett forskerlag ved Norges tekniske høyskole og ett ved Kjemisk og Fysisk Institutt, Universitetet i Oslo,[4] som er gått i gang med prøvelaging og analysering av slike produkter.

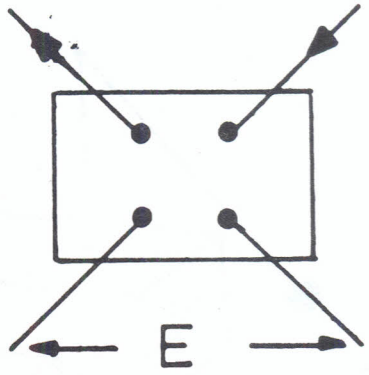


Fig.4. Skjematisk tegning av et susceptometer. Prøven står inne i spolen som er del av en svingekrets L, C. Ved avkjø ling under T_c blir supralederen diamagnetisk, og den effektive induktansen, L, endres. Resonansfrekvensen for kretsen går da mot høyere verdi.

Eksperimentelle hjelpemidler

De viktigste eksperimentelle hjelpemidler er susceptometre for susceptibilitets-

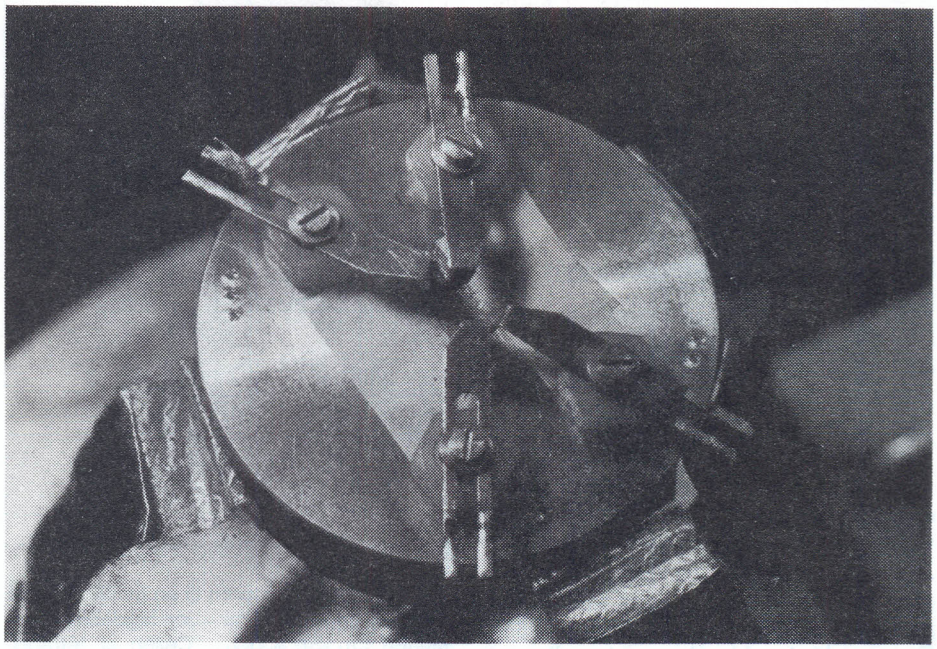


Fig.5. Fotografi av utstyr for motstandsmåling ved Fysisk Institutt, UiO. Fire kontakter trykkes mot en supraledende plate. Gjennom to av dem sendes en strøm mens en måler spenningen, E, mellom de andre to. Hele innretningen står nedkjølt i en kryostat.

målinger ved lave temperaturer og firepunkts motstandsmålinger for å undersøke om stoffet blir diamagnetisk (negativ susceptibilitet) og supraledende (null motstand), se fig.4 og 5. Dessuten er det

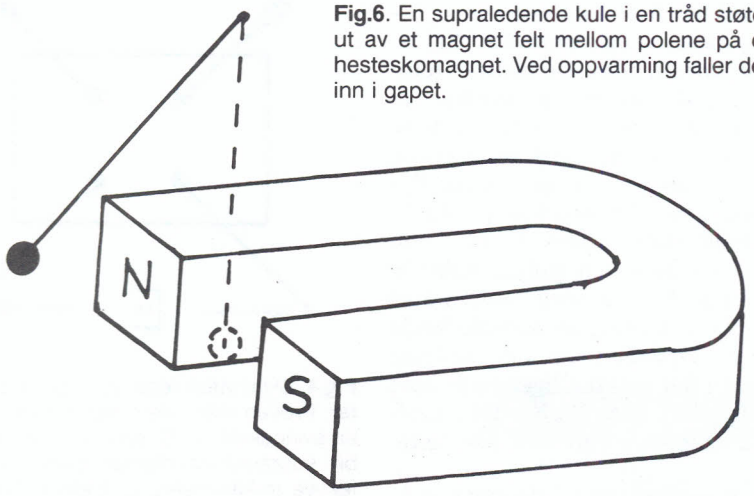


Fig.6. En supraledende kule i en tråd støtes ut av et magnet felt mellom polene på en hesteskomagnet. Ved oppvarming faller den inn i gapet.

Perkolasjon
En kaffetrakter heter på engelsk «a percolator» : Kokende vann strømmer gjennom kaffepulveret og ned i mugga under. Perkolasjon har å gjøre med hvordan en substans brer seg i et medium. Vi kan f.eks. se på hvordan en væske brer seg i et porøst medium med porer. Ved en bestemt kritisk minimal-konsentrasjon av åpne porer p_c, dannes det åpne baner for væsken slik at den kan trenge gjennom mediet. For de nye supralederne benyttes perkolasjonsbegrepet til å beskrive suprastrømmens kronglete vei fra korn til korn gjennom korngrenser av typen Josephson-overganger. Perkolasjon er knyttet til graden av forbindelse mellom kornene i prøven.

mulig å undersøke om biter av stoffet blir drevet ut av feltet mellom polene på en hesteskomagnet, fig.6.

Ved avkjøling viser stoffet først en lineært synkende motstand, for så ved 94 K å få en ganske brå overgang til supraledning (se figur i forrige nr av FFV). Dersom en stor strøm presses gjennom stoffet, vil overgangen til supraledning skje over et større temperaturområde. De supraledende fasene forekommer i korn som kanskje står i forbindelse med hverandre gjennom Josephson-overganger. En kan derfor få avskjermingsstrømmer av den typen Meissner oppdaget, og dessuten en viss magnetfeltinntrengning i likhet med hva en fant for Type II supraledere. En sier derfor at supraledningen har «perkolativ» karakter. Ganske nylig fant en ut at den magnetiske fluxen i fluxrørene er kvantisert i enheter av størrelse ($h/4\pi e$). Dette betyr at elektronene er parret etter BCS-modellen, men koblingen mellom dem må være sterkere enn i de hittil kjente supraledere.

Den kjemiske strukturen

Mye av dette ser ut til å forklares ut fra den kjemiske strukturen en har funnet for disse stoffene, se fig.7. Stoffene er forskjellige utgaver av såkalte lagdelte perovskitt-strukturer. Her er kobberatomene omgitt av seks nærmeste-nabo oksygenatomer. Vanligvis er kobber toverdig, Cu(2+), men når toverdige bariumeller strontium-atomer, Ba(2+), Sr(2+), delvis erstatter treverdige lanthanatomer, La(3+), drives noen kobberatomer over i treverdig tilstand, Cu(3+). Denne såkalte blandete valenstilstand fører oksidet over i en metallisk ledningstilstand. Parameteren y i formlene ovenfor betyr at noen oksygenplasser ikke er besatt. Antall ubesatte oksygenplasser bestemmer forholdet mellom toverdig og treverdig kobber når innblandingen av toverdig Sr eller Ba er gitt. Ved ytterligere varmebehandling kan en kanskje få fram en ordning av de ubesatte oksygen-gitterplassene. Når et negativt elektron går gjennom et atomgitter, polariseres stoffet slik at det ligger et positivt «kjølvann» etter elektronet. Et etterfølgende negativt elektron kan bli «sugd» inn i denne kjølvannsstripen. At supraledning er inntrådt, betyr at elektronene i et Cooper-par er akkurat slik korrelert at de holder seg i kjølvannsstripen til hverandre gjensidig.

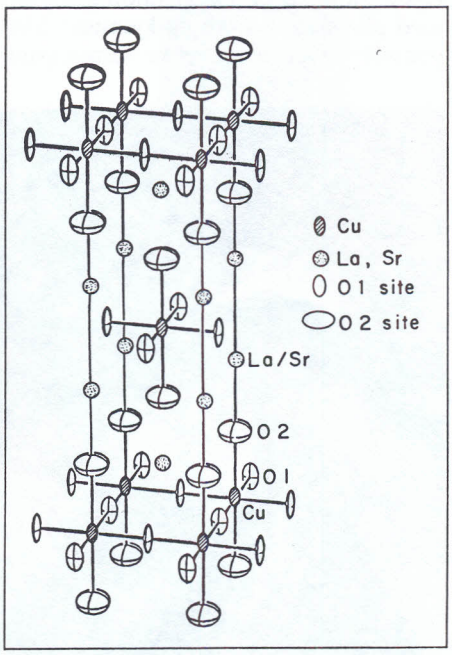


Fig.7. Krystallstrukturen til en av de aktuelle supraledende stoffene – den lagdelte perovskitten $La_{1.8}Sr_{0.8}CuO_{4-y}$. Cellen er tetragonal. Supraledningen antas å foregå i basalplanene på topp og bunn. Her forekommer en blandet valenstilstand av kobberatomer, Cu(2+) og Cu(3+), sammen med oksygenatomer. Her og der i planet mangler det oksygenatomer.

Nye temperatur-rekorder

Utviklingen i feltet går nå raskt framover, og det kommer stadig rykter om nye rekorder for den kritiske temperaturen T_c.[5] Hvis disse materialene holder hva de lover, kan vi vente mange nye anvendelser av supraledning i åra framover. Til nå har anvendelsene innskrenket seg til kraftige elektromagneter for medisin og fysisk forskning (se artikkel om MRI i dette heftet). Tidskonstantene i elektriske kretser bestemmes av motstanden i kretsene. En skulle nå kunne lage billige komponenter til datamaskiner som vil være både raskere og ha tettere pakning enn noen gang før. Det er ikke uten betydning at disse banebrytende oppdagelsene er gjort ved et IBM laboratorium. Det må likevel gjentas at undersøkelsene ble gjort av folk som ikke hadde tanke for anvendelsene. Det var ren grunnforsking. Ennå gjenstår mye utviklingsarbeid for å få fram tråder og finne produksjonsmåter for spoler av disse sprø, keramiske stoffene.

Som et kuriosum kan nevnes at ethvert skolelaboratorium sannsynligvis vil kunne lage disse stoffene ved å blande oksidene av yttrium, barium og kobber i volumforholdet 1:2:3, og så varme blandingen opp til ca. 1000 grader C i 10 timer. Derpå må blandingen avkjøles langsomt. En klump av dette nye stoffet festes så til en tråd og slippes ned i flytende nitrogen noen minutter. Deretter kan Meissner-effekten prøves ved å holde klumpen i tråden foran gapet på en hesteskomagnet. Dersom alt er gått rett for seg, skulle stoffet i første omgang utstøtes fra gapet eller feltet. Etterhvert varmes stoffet opp ved kontakt med omgivelsene, og klumpen faller inn i gapet.

Bokomtaler

T. Appelquist, A. Chodos and P.G.O. Freund (ed.): Modern Kaluza-Klein Theory. Addison-Wesley Publishing Co., 1987 (619 sider).

Allerede i 1914, 2 år før Einstein presenterte den endelige versjon av den generelle relativitetsteori, publiserte den finske fysikeren Gunnar Nordstrøm en artikkel der han konstruerte en femdimensjonal geometrisk forenet teori for gravitasjon og elektromagnetisme. Teorien var basert på Nordstrøms egen gravitasjonsteori. Sju år senere publiserte den tyske matematiker Theodor Kaluza en tilsvarende fem-dimensjonal teori for elektromagnetisme og gravitasjon basert på den lineariserte versjon av den generelle relativitetsteori. Den svenske fysiker Oscar Klein fullførte geometriseringen av den elektromagnetiske teori i 1926, da han presenterte en fem-dimensjonal generalisering av de fulle, ikkelineære likninger i Einsteins gravitasjonsteori. Oscar Klein brukte også kvantemekanikk til å estimere utstrekningen av den femte, kompakte dimensjonen. Den viste seg å ha en utstrekning på ca. 10^{-30} cm.

Senere er denne måten å konstruere forente teorier for tilsynelatende ulike krefter, blitt generalisert. I de siste årene har man særlig arbeidet med ti- og elleve-dimensjonale teorier. En fellesbetegnelse for slike mangedimensjonale forente felt-teorier er Kaluza-Klein teorier.

Appelquist og medarbeideres bok er en samling av de mest betydningsfulle forskningsbidragene innen denne utviklingen. Boken inneholder også en ca. 40 sider lang introduksjon til emnet.

Alle artiklene i boken er forskningsrapporter som tidligere er publisert i fagtidsskrifter. Ingen av dem er populærartikler. Leseren må ha betydelige og til dels spesialiserte forkunnskaper for å kunne få faglig utbytte av storparten av artiklene. Bl. a. er grunnleggende kunnskaper i generell relativitetsteori en forutsetning for å kunne forstå forskningsrapporter som dreier seg om Kaluza-Klein teori.

Artiklene er delt inn i følgende grupper: 1. Historikk; 2. Ikke-Abelsk generalisering; 3. Supergravitasjon; 4. Kosmologi; 5. Kvante effekter; 6. Problemet med chirale fermioner; 7. Kaluza-Klein monopoler; 8. Superstrenger.

De fleste av disse emnene representerer aktuve forskningsområder i dag. Ambisjonene er store. Man håper å oppnå en geometrisk teori som gir en enhetlig beskrivelse av alle de krefter vi kjenner, og der teorien gir et partikkelspektrum som svarer til de partiklene vi har kjennskap til. Man håper også at teorien skal fortelle hvorfor vår erfaringsverden er fire-dimensjonal, og at den skal gi opphav til kosmologiske modeller som forklarer de egenskaper det observerte univers har, f.eks. hvorfor universet utvider seg.

Det er ingen tvil om at boken bør finnes i et hvert fysisk fagbibliotek, og i en del fysikeres bokhyller. Man behøver ikke å la være å lese boken om man mangler de kunnskaper som trengs for å arbeide innen området. Å oppleve dimensjonen i vyene som stimulerer til denne forskningen gir en fornemmelse av å være med på noe stort. Det er nesten så man må ta seg sammen for ikke å glemme at under evighetens synsvinkel er vi meget små.

Øyvind Grøn

∞

Paul H. Frampton: Gauge Field Theories. Benjamin/ Cummins Publishing Co. Inc. Menlo Park California, 1987 (548 sider).

Justerinvarians var lenge kjent som å uttrykke en relativt triviell flertydighet i valg av elektromagnetiske potensialer. I løpet av de siste 30 år har imidlertid begrepet utviklet seg til å bli et av de mest sentrale basisprinsipper i elementærpartikkelfysikken. Den vellykkede løsning av problemet med elektrosvake prosesser og den meget lovende utvikling av kvantekromodynamikken for sterke vekselvirkninger har gjort justerteoriene til et fundament for forskning og forståelse av mikroverden. Framptons bok føyer seg til en rakst voksende litteratur på området.

Som de andre bøkene i serien «Frontiers in Physics» har også denne sin opprinnelse i forelesningsnotater, men den er gjennomarbeidet til bortimot lærebokstandard. Faglig vil nivået passe i et doktorgradstudium. Det kreves f.eks. kjennskap til feltteori og en del gruppeteori. I boken gjennomgås konstruksjon av Lagrangefunksjoner, kvantisering (ved veiintegraler), renormalisering (dimensjonal), renormaliseringsgruppen, elektrosvak teori og ganske detaljert kvantekromodynamikk. «Grand unification» blir diskutert mer skissemessig. Hovedvekten er lagt på teorien, men det knyttes også forbindelse til eksperimentene. Det finnes øvingsoppgaver og meget omfattende referanselister etter hvert kapittel.

Frampton, som skandinaver kjenner godt fra Spåtindmøtene, har skrevet en meget lesverdig bok. Den anbefales herved.

Kjell Mork

∞

M. Jacob and M. Winter (Eds): The Quark Structure of Matter. A topical European meeting in the Rhine Valley, 26. Sept. – 1. Oct. 1985, World Scientific, 1986 (786 sider).

Det har vist seg at nukleoner oppviser en merkverdig oppførsel inne i en stor kjerne. De svulmer opp, omtrent som når tørkede svisker legges i vann. Effekten ble funnet eksperimentelt i 1983 av den såkalte European Muon Collaboration, og går nå under navn av EMC-effekten. Effekten er viet stor oppmerksomhet i denne boka, som gir et ekstrakt av en fransk-tysk konferanse om kvarker og kjernefysikk. Dette emneområdet er naturlig nok blitt ganske populært i de senere år, fordi både partikkelfysikere og kjernefysikere har interesse av det.

I tillegg til EMC-effekten behandles flere andre emner: kvark-egenskaper under meget stor tetthet, og også kvark-gluon plasmaet. Spesielt det siste området virker interessant, ikke minst fordi man her har inkludert en lesbar oversiktsartikkel. Ellers er jo en bok av denne type meget spesiell. Den er beregnet på spesialister, særlig innen eksperimentell fysikk. Noen intrudoksjon for almuen er dette ikke. Bokas hovedverdi ligger antagelig i at den gir en stausrapport av forskningsfronten på området høsten 1985. Alle referansene er selvsagt også verdifulle.

Iver Brevik

∞

Referanser

1. C. Kittel, *Introduction to Solid State Physics*, J.Wiley, 1986.
2. K. Fossheim, Fra Fysikkens Verden, **49**, 19 (1987).
3. J. G. Bednorz og K. A. Muller, Z. f. Phys. **B64**, 189 (1986).
4. A.F.Andresen, H.G.Bratsberg, H.Fjellvåg, G.Helgesen, P.Karen, A.Kjekshus og A.T.Skjeltorp, Fysikermøtet i Stavanger, juni 1987.
5. Science, **236**, 28 (1987).

Litteratur

New Scientist, **113**, 15 (1987).
Nature, **326**, 439 (1987).
Physics Today, **40**, 17 (1987).
Nature **327**, 101 (1987).
New Scientist, **114**, 46 (1987).

∞

Nytt fra NFS

Nye medlemmer

På styremøte 22. april 1987 ble følgende nye medlemmer tatt opp:

Forsker Arve Kylling
Rogalandsforskning
P.O.Boks 2503, Ullandhaug
4001 Stavanger

1.amanuensis Peder Albert Tyvand
Fysisk institutt
Boks 19
1432 Ås-NLH

∞

THE TRONDHEIM WORKSHOP
ON THEORETICAL PHYSICS 1987
31 AUGUST-4 SEPTEMBER

-INTRODUCTION TO STRING THEORY WITH APPLICATIONS-

This is the fifth Trondheim Workshop on theoretical physics sponsored by the University of Trondheim in cooperation with the Physics Seminar in Trondheim and the Norwegian Physical Society.

The lectures will be given at the University Center, Dragvoll.

PROGRAMME

	Mo	Tu	We	Th	Fr
9^{15}- 10			DiV	DiV	DiV
10^{15}- 11	DiV	DiV			
11^{15}- 12			B	B	B
13^{15}- 14		B			
14^{15}- 15	S	S	S	S	S

Paolo Di Vecchia (DiV), Nordita:
Introduction to string theory.

Lars Brink (B), Chalmers:
String theory and particle physics.

Bo Sundborg (S), Chalmers:
Exercises.

The Workshop gives an introduction to basic string theory and its application to particle physics. The Workshop gives a useful background for the student who wants to attend the Meeting on Perspectives in String Theory at NBI-Nordita 12 - 16 october 1987.

Organizing committee: Per C. Hemmer, Kjell J. Mork and Haakon A. Olsen.

Application for participation should be sent before 1st August 1987 to

Haakon A. Olsen
Institute of Physics
University of Trondheim
N-7055 Dragvoll

Nordic participants may contact Nordita, Blegdamsvej 17, DK-2100 Copenhagen Ø, for partial support for travelling and living expenses.

Norsk Fysisk Selskap

STYRE

Formann:
Professor Eivind Osnes, Fysisk institutt, Universitetet i Oslo.

Vise-formann:
Professor Ove Havnes, Institutt for matematiske realfag, Universitetet i Tromsø.

Styremedlemmer:
Førsteamanuensis Torgeir Engeland, Fysisk institutt, Universitetet i Oslo.
Førsteamanuensis Kårmund Myklebost, Fysisk institutt, Universitetet i Bergen.
Professor Haakon A. Olsen, Fysisk institutt, Universitetet i Trondheim/AVH.

Selskapets sekretær:
Gerd Jarret, Fysikkavdelingen, Institutt for energiteknikk, Boks 40, 2007 Kjeller.
Tlf.:(02) 712560
Postgirokonto: 5 88 38 89.
Bankgirokonto: 5102.09.58344.

Fra Fysikkens Verden

Redaktører:
Førsteamanuensis Øivin Holter, Fysisk institutt, Universitetet i Oslo.
Førsteamanuensis Finn Ingebretsen, Fysisk institutt, Universitetet i Oslo.

Redaksjonssekretær:
Amanuensis Tor I. Langeland, Fysisk institutt, Universitetet i Oslo.

Redaksjonskomité:
Førsteamanuensis Noralv Bjørnå, Institutt for matematiske realfag, Universitetet i Tromsø.
Forsker NAVF Anne Grete Frodesen, Fysisk institutt, Universitetet i Bergen.
Lektor Ingrid Hiis Helstrup, Langhaugen skole, Bergen.
Professor Per Chr. Hemmer, Fysisk institutt, NTH, Universitetet i Trondheim.
Forsker Olav Steinsvoll, Institutt for energiteknikk, Kjeller.

Ekspedisjonens adresse:
Fra Fysikkens Verden,
Fysisk institutt,
Universitetet i Oslo,
Boks 1048 Blindern,
0316 Oslo 3.

Tlf.:(02) 45 64 28

Fra Fysikkens Verden utkommer fire ganger årlig. Abonnement kan tegnes direkte fra ekspedisjonen. Årsabonnement kr. 80.-. Studenter og skoleelever kr. 40.-.

Postgirokonto: 5 10 47 24
Bankgirokonto: 6094.05.40227