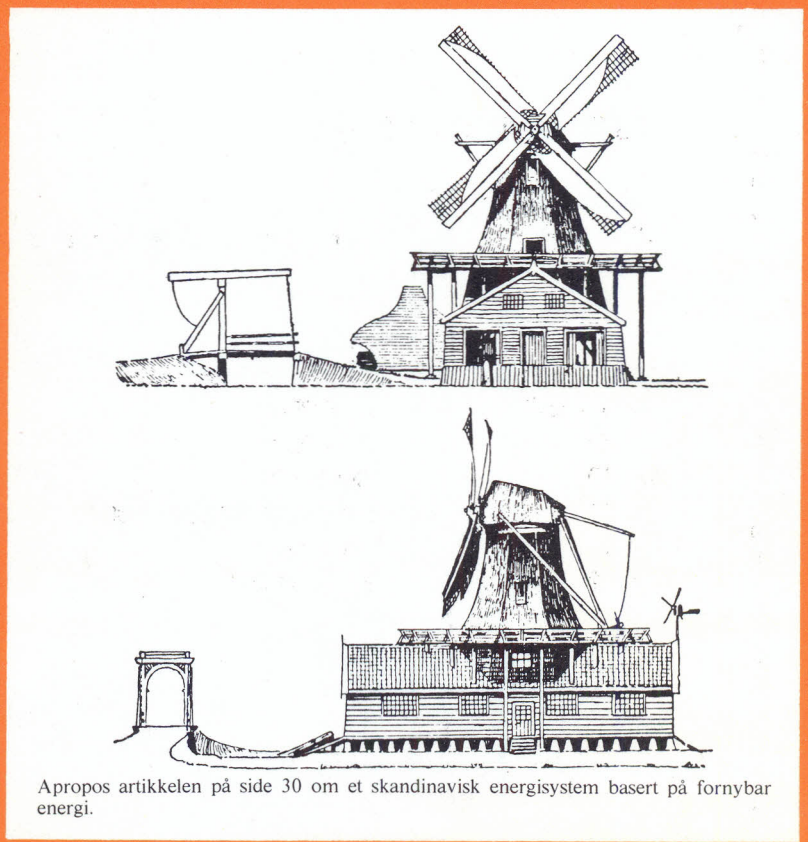
Fra Fysikkens Verden

UTGITT AV NORSK FYSISK SELSKAP

INNHOLD

Chr. Møller in memoriam	25
Fra redaktøren	26
Ankomne bøker	26
Nobelprisen i fysikk 1979	27
Skandinavisk energisystem	30
Synkrotronstråling. Del 2	34
Plasmadrift i jonosfæren	37
Nye halo observasjoner	41
Mikroelektronikk og mikro-prosessorer	42
Bøker	33, 36, 41, 48



Apropos artikkelen på side 30 om et skandinavisk energisystem basert på fornybar energi.

Nr. 2 - 1980
42. årgang
ISSN-0015-9247

DEN NEDERLANDSK-NORSKE REAKTORSKOLEN

Institutt for energiteknikk

KURS HØSTEN 1980

Isotopteknikk

15/9-19/9	Kurs i målemetoder for radioaktivitet

Databehandling

8/9 -26/2	FORTRAN I
6/10-24/10	COBOL I
27/10- 7/11	COBOL II
17/11-19/11	Bruk av NORD 10/100
24/11-28/11	SIMULA
1/12- 5/12	FORTRAN II

Nærmere opplysninger og søknadsskjema fås ved henvendelse til
Kurssekretær Gerd Jarrett
Den nederlandsk-norske reaktorskolen
Institutt for energiteknikk
Boks 40, 2007 Kjeller **Telefon (02) 71 25 60**

Fra Fysikkens Verden

Utgiver: NORSK FYSISK SELSKAP

Nr. 2 - 1980

Redaktør: OLAV STEINSVOLL
Redaksjonssekretær: HALVARD TORGERSEN

42. årgang
ISSN-0015-9247

Professor Christian Møller in memoriam

Professor Christian Møller, Universitetet i København, døde 14. januar i år, 75 år gammel. Dermed er en av nordens mest fremtredende fysikere gått bort.

Christian Møller hadde nær kontakt med norsk fysikk, og mange norske fysikere har i tidens løp kunnet nyte godt av faglig veiledning av Christian Møller, først under CERN's Theoretical Study Group i København og senere under NORDITA-tiden. Han gjorde også en meget betydningsfull innsats for nordisk og norsk fysikk i den lange årrekke han var direktør for NORDITA.

Christian Møller er født i Sønder-Jylland 22. desember 1904. Etter examen artium i Sønderborg i 1923 ble han student i København, der han fikk Universitetets gullmerke for sin magisterkonferens (1929). I likhet med mange utenbys studenter bodde han i København på «Regensen», der forøvrig Harald Bohr var husfar nettopp i disse årene.

Etter endt studium ble han assistent ved Universitetets Institut for Teoretisk Atomfysik, det nåværende Niels Bohr Institut. Etter doktordisputas samme sted i 1932 fikk Møller det bekjente lektorat i teoretisk fysikk ved instituttet, der bl.a. H.A. Kramers, W. Heisenberg og Oscar Klein hadde virket. Denne stillingen skapte kanskje noen av forutsetningene for de store tjenester Christian Møller skulle komme til å yte fysikken - også som lærer.

Og lykkeligvis for oss i Skandinavia ble han for alltid hos sin ærverdige Alma Mater, Universitetet i København, selv om mange utenlandske universiteter søkte å knytte han til seg. Han var dosent i matematisk fysikk i årene 1940-43 og innehadde ekstraordinært professorat fra 1943 til 1974. I årene 1947-48 var han dekanus.

Hovedemnene for Møllers vitenskapelige arbeid var atomfysikken og relativitetsteorien. Han studerte i en tid som etterpå er blitt stående som den mest avgjørende fase i atomfysikkens utvikling. Allerede i sine ganske unge år kunne han delta i det inspirerende forskningsmiljø som utfoldet seg ved instituttet under Niels Bohrs ledelse.

På den annen side var Møller blitt dypt grepet av den nye teori, relativitetsteorien, som gir en helt ny oppfatning av begrepene rom og tid. Da en sammenfatning av de to teorier, kvanteteori og relativitetsteori til relativistisk kvantemekanikk fant sted gjennom Diracs banebrytende arbeid, var Møller mer enn noen annen vel forberedt til å ta opp utfordringen. Han utviklet teorien for partiklers retarderte vekselvirkninger som danner grunnlaget for vår tids kvanteelektrodynamikk, og han ga gjennom en årrekke betydelige bidrag til teorien for ladede partiklers vekselvirkninger. Av disse arbeider er særlig arbeidet om kollisjon mellom relativistiske elektroner kjent - en prosess som bærer Møllers navn, Møllerspredning. På denne måte berører Christian Møllers vitenskapelige verk det meste av det som kalles moderne fysikk. Men han foreleste over alle deler av den teoretiske fysikk, såvel det nyeste som det klassiske.

Enda større verv som lærer og veileder fikk Møller da det intereuropeiske CERNs teoretiske gruppe var lagt til København i årene 1953-57. Over et dusin unge fysikere, utvalgt fra 12 land, skulle undervises, forsynes med problemer og veiledes over vide felter under en periode da fysikken var i en særdeles livlig utvikling. Dette krevende oppdrag ble utført på en måte som det ennå står glans av. Og mange av acolytene fra CERNs Theoretical Study Group i København kom til å bli bærende krefter for faget i sine hjemland. Flere avhandlinger av blivende verdi i etterkrigstidens teoretiske fysikk stammer fra denne kretsen.

Den heldige utvikling av CERNs teoretiske avdeling i København ble utgangspunktet for NORDITA, som Møller ledet i 14 år (1957-71).

Med alle sine vide interesser og ensyklopediske viten i faget, var det nok likevel Einsteins relativitetsteori som var Christian Møllers store pasjon, og han bidro med kritisk analyse og utdypning av den generelle relativitetsteori i en vesentlig grad de siste tredve år. På denne måte kom han til å stå som en sentral skikkelse i det internasjonale forskningsar-

beid også på dette område. Det har i løpet av de senere år vært en stadig økende interesse for den generelle relativitetsteori på grunn av nye betydningsfulle oppdagelser i astrofysikken. Samtidig kan fenomener knyttet til «sorte hull» fra et teoretisk synspunkt gi uttrykk for en krise for den generelle relativitetsteori. Møllers nyeste avhandling som kom ut i fjor «On the Crisis in the Theory of Gravitation and a possible Solution» gir en grundig drøftelse av disse forhold. For siste gang tar han - på dette tidspunkt kanskje den grundigste kjenner av relativitetsteorien - Einsteins ligninger og forutsetninger opp til ny prøving og videreføring.

Med Christian Møllers død har et langt og harmonisk liv i fysikkens tjeneste funnet sin avslutning. Den harmoni og menneskevennlighet som var så egen for Christian Møller, ble en umistelig hjelp for dem som kjente han. Den *kan* heller ikke mistes, selv om han er gått bort. Sammen med kolleger og fagfeller vil vi minnes ham i dyp ærbødighet og takknemlighet.

Haakon Olsen *Harald Wergeland*

Fra Redaktøren

I år drar vi til Tromsø på Fysikermøte. Tromsø står for tur for arrangementet, og samtidig vil vi ta del i festlighetene i anledning av Nordlysobservatoriets 50-års jubileum. Observatoriet er en del av Det norske institutt for kosmisk fysikk og ble opprinnelig bygd for penger gitt av Rockefeller Foundation. Studiet av nordlys har alltid vært hovedsaken, men etterhvert har observatoriet utviklet seg til å bli et sentrum for forskning innenfor generell kosmisk geofysikk. Tromsøs beliggenhet midt i nordlyssonen har særlig bidratt til at aktiviteten har vært så blomstrende. De fleste vet vel om det store internasjonale prosjektet EISCAT som har fått sitt hovedsete i Tromsø. Ved foredrag og ekskursjoner under møtet vil vi få god anledning til å få innblikk i hva som foregår i Tromsøregionen.

I dette nummer av FFV fortsetter I. Lindau med en gjennomgåelse av synkrotronstrålingens anvendelser. Bruken av dette nye «lyset» er de siste årene utviklet til en viktig forskningsteknikk innenfor kondensert stoffysikk. Høy og stabil intensitet over et bredt bånd av bølgelengder kjennetegner synkrotronstrålingskildene. I et foredrag på Fysikermøtet i fjor la dansken B. Sørensen fram en skisse over hvordan hele Skandinavia kunne bygge opp et felles energisystem basert på fornybare energikilder. Foredraget vakte en viss debatt, og vi håper på en reaksjon fra våre lesere. Solvinden og dens virkning på jordens ionosfære og magnetosfære blir forklart av Ove Bratteng og Egil Leer. Nobelprisen 1979 i fysikk ble gitt til trekløveret Glashow, Salam og Weinberg og J.O. Eeg forklarer i sin artikkel hvorfor de fortjente å få prisen. J. Sandstad starter en gjennomgåelse av fysikken bak mikroelektronikkrevolusjonen.

BØKER ANKOMMET TIL REDAKSJONEN:

Lista nedenfor inneholder bøker som er blitt sendt til melding i FFV fra *Springer Verlag*. Vi har likevel ansett at emnene er så spesielle at de ikke egner seg for melding i tidsskriftet, men hvis noen av leserne er av en annen mening, kan de bare sende et kort til redaktøren. De vil da få tilsendt boka, og mot en kort bokmelding vil de kunne beholde den. Det samme gjelder for bøker på lista i FFV nr. 4, s. 84, 1979.

Aldo Bressan: Relativistic Theories of Materials. Springer Tracts in Natural Philopsophy Vol. 29, Berlin 1978, 290 s, Pris DM 98.-.

R. Reisfeld og C.K. Jørgensen: Lasers and Excited States of Rare Earths. Inorganic Chemistry Concepts Vol. 1. Berlin 1977, 226 s, Pris DM 64.-.

K. Hutter og A.A.F. van de Ven: Field Matter Interactions in Thermoelastic Solids. Lecture Notes in Physics. Vol. 88, Berlin 1978, 229 s, Pris DM 25.-.

H.V. v. Geramb (ed): Microscopic Optical Potentials. Lecture Notes in Physics Vol. 89. Berlin 1978, 481 s, Pris DM 42.50.

P.S. Theocaris og E.E. Gdoutos: Matrix Theory of Photoelasticity. Springer Series in Optical Sciences Vol 11. Berlin 1979, 352 s, Pris DM 86.-.

Ch. K. Rhodes (ed): Excimer Lasers. Topics in Applied Physics, Vol. 30. Berlin 1979, 194 s, Pris DM 66.-.

I.M. Yaglom: Non-Euclidean Geometry and Its Physical Basis. Heidelberg Science Library. Berlin 1979, 307 s, Pris DM 42.-.

M. Cardona og L. Ley (ed.): Photoemission in Solids I. General Principles. Topics in Applied Physics Vol. 26. Berlin 1978, 290 s, Pris DM 79.-.

E.N. Economu: Green's Functions in Quantum Physics. Springer Series in Solid-State Sciences Vol. 7. Berlin 1979, 251 s, Pris DM 44.-.

K.L. Kompa og S.D. Smith (eds.): Laser-Induced Processes in Molecules. Springer Series in Chemical Physics Vol. 6. Berlin 1979, 366 s, Pris DM 64.-.

K. Binder (ed.): Monte Carlo Methods in Statisical Physics. Topics in Current Physics Vol. 7. Berlin 1979, 376 s, Pris DM 69.-.

C. Ciofi degli Atti og E. De Sanctis (eds.): Few Body Systems and Electromagnetic Interactions I. Lecture Notes in Physics, Vol. 86. Berlin 1978, 352 s, Pris DM 35.50.

H. Zingl, M. Haftel og H. Zankel (eds.): Few Body Systems and Nuclear Forces II. Lecture Notes in Physics, Vol. 87. Berlin 1978, 545 s, Pris DM 46.-.

P.C. Sabatier (ed.): Applied Inverse Problems. Lecture Notes in Physics, Vol. 85. Berlin 1978, 425 s, Pris DM 39.-.

H.P. Baltes (ed.): Inverse Source Problems in Optics, Topics in Current Physics, Vol. 9. Berlin 1978, 204 s, Pris DM 45.-.

H.H. Kausch: Polymer Fracture. Properties and Applications of Polymers, Vol. 2. Berlin 1978, 332 s, Pris DM 128.-.

forts. side 47

Nobelprisen i fysikk for 1979 gitt i gaugeteori

*Jan Olav Eeg**

Nobelprisen i fysikk for 1979 er tildelt S.L. Glashow, S. Weinberg og A. Salam. Glashow (47 år) og Weinberg (46 år) er begge født i New York og arbeider ved Harvard University i USA. Salam (53 år) er født i Pakistan og arbeider dels ved Imperial College of Science and Technology i London og dels ved det internasjonale senteret for teoretisk fysikk i Trieste i Italia. De tre har de siste åra vært med på å gi vesentlige bidrag til forståelsen av elementærpartikkelfysikkens oppbygning. I premissene for tildelinga står det bl.a. at de tre får prisen for sitt arbeid innafor teori for forening av svak og elektromagnetisk vekselvirkning mellom elementærpartikler. Den såkalte «Weinberg-Salam-modellen» (heretter kalt WS-modellen) som beskriver svak og elektromagnetisk vekselvirkning i en og samme teori ble lansert i 1967 i sin nåværende form[1]). Men Glashow[2]) hadde i 1961 lansert en modell som lå nær opp til WS-modellen. WS-modellen er et eksempel på *gauge-teori*[3]) som har hatt en rivende utvikling og fått økende prestisje i løpet av 70 åra.

I. Hva beskriver teorien?

Elementærpartiklene har lenge vært delt inn i to hovedgrupper: Bosoner med heltallig spinn (s = 0,1,2,----) og fermioner med halvtallig spinn ($s\frac{1}{2}$, $\frac{3}{2}$,---). Til hver partikkel svarer det en antipartikkel med samme masse, men med motsatt ladning (og motsatt verdi av andre kvantetall, se f.eks. «flavour» under). Det bildet av de eksisterende partiklene som har vokst fram de siste åra er dette:

De fundamentale *fermionene* har spinn $\frac{1}{2}$ og kan deles i to grupper: *leptoner* og *kvarker*. De leptonene som lenge har vært kjent er elektronet e^- og myonet μ^- med hvert sitt nøytrino ν_e og ν_μ. I slutten av 70 åra påviste en også et nytt lepton τ^-, som sannsynligvis også har sitt nøytrino ν_τ. Kvarkene kalles u,d,s,c,b,(t?), som på engelsk står for: up, down, strange, charm, bottom, (top). De er bærere av hvert sitt kvantetall, på engelsk kalt «flavour»: isospinn «opp», isospinn «ned», særtall («strangeness»), sjarm, --. u,c, (t?) har elektrisk ladning $\frac{2}{3}$ |e|, mens d,s,b har elektrisk ladning $-\frac{1}{3}$ |e| (ladninga til protonet er |e|). Kvarkene kan ikke eksistere som frie partikler, men er «bygge-steiner» for hadroniske partikler - dvs. partikler som kan delta i sterk vekselvirkning (kjernekrefter). Hadronene kan deles opp i *baryoner* (som er fermioner) og *mesoner* (som er bosoner). Baryonene er bygd opp av tre kvarker, f.eks.: protonet p (uud), nøytronet n(ddu) lambdahyperonet Λ(uds),--- med spinn $\frac{1}{2}$ og Ω^-(sss), Δ^{++} (uuu), Δ^+ (uud),--- med spinn $\frac{3}{2}$. Mesonene er bygd opp av en kvark og en antikvark, f.eks.: $\pi^+(u\bar{d})$, $\pi^-(d\bar{u})$, $K^+(u\bar{s})$--- med spinn 0 og $\varrho^+(u\bar{d})$, $\varrho^-(d\bar{u})$, $K^{+*}(u\bar{s})$ --- med spinn 1.

I 1976 fikk S. Ting og B. Richter[4]) Nobelprisen i fysikk for den eksperimentelle påvisinga av den smale resonansen J/ψ med masse 3.1 GeV/c^2 (dvs. vel 3 ganger protonmassen) som en fant ut er et ($\bar{c}$ c) -meson med spinn 1. Fram til 1974 hadde de kjente hadronene bestått av de tre kvarkene u,d,s (og antikvarkene $\bar{u}$,$\bar{d}$,$\bar{s}$). Det er verdt å nevne at

Tab. 1. Oversikt over fundamentale partikler.

Fermioner	Elektrisk ladn.	1.generasjon symbol	1.generasjon Masse (MeV)	2.generasjon symbol	2.generasjon Masse (MeV)	3.generasjon symbol	3.generasjon Masse (MeV)	4.generasjon	Vekselvirkning: Svak	Elektromagnetisk	Sterk
Leptoner	- 1	e^-	0.5	μ^-	106	τ^-	≈1800		Ja	Ja	Nei
Leptoner	0	ν_e	0	ν_μ	0	ν_τ	0?		Ja	Nei	Nei
Kvarker	2/3	"up" u	≈340	"charm" c	≈1500	"top" t?	?		Ja	Ja	Ja
Kvarker	-1/3	"down" d	≈340	"strange" s	≈ 500	"bottom" b	≈5000		Ja	Ja	Ja
								Kraftformidlere:	$W^\pm$ Z	γ	g (gluoner)

* Fysisk institutt, Universitetet i Oslo.

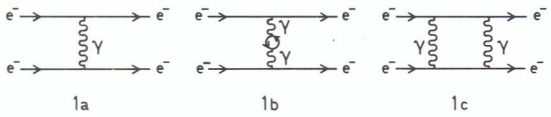


Fig. 1: Feynmandiagram for elektron-elektron spredning:
a) en-foton utveksling, b) vakuumpolarisasjonsbidrag (sløyfa er et virtuelt e^+e^- -par), c) dobbel fotonutveksling.

Glashow i 1970 var med på å foreslå[5]) eksistensen av en 4.kvark c. Grunnen var at dette innafor WS-modellen ville forklare uløste problemer i svak vekselvirkning, f.eks. hvorfor prosessen $K^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ er mye mindre sannsynlig enn $K^+ \rightarrow \mu^+\nu_\mu$ (se slutten av avsnitt III). c-kvarken ble altså funnet 4 år seinere. Etter dette har en også påvist en 5.kvark b. Mange trur også at en vil finne en 6.kvark t. Innafor gauge-teori (og spesielt WS-modellen) er det nemlig slik at teorien blir enklest dersom antall kvarker er et liketall - *og* det samme som antall leptoner.

WS-modellen beskriver elektromagnetisk og svak vekselvirkning mellom de fundamentale fermionene, dvs. kvarker og leptoner. Elektromagnetiske vekselvirkninger i partikkelfysikk har tradisjonelt være beskrevet av kvante-elektrodynamikk (QED) hvor elektronene vekselvirker ved å utveksle fotoner (se Fig. 1). I dette bildet spiller altså fotonet rollen som formidler av de elektromagnetiske kreftene mellom elektronene. En antok først at for svake prosesser som $n \rightarrow pe^- \bar{\nu}_e$ («β-decay»), $\Lambda \rightarrow pe^-\bar{\nu}_e$, $K^+ \rightarrow \mu^+\nu_\mu$ og $\nu_e e^- \rightarrow \nu_e e^-$ foregikk vekselvirkninga i ett punkt[6]) (se Fig. 2). Som et steg i retning av forening av svak elektromagnetisk vekselvirkning antok en så [2,7]) at svak vekselvirkning også hadde sine kraftformidlere. Dette var de ladde bosonene W^+ og W^- (se Fig. 3a,4,5a) og det nøytrale bosonet Z (se Fig. 3b), som skulle spille samme rollen som fotonet i QED. Slike kraftformidlere er de fundamentale bosonene i partikkelfysikk. I likhet med γ skulle $W^\pm$ og Z være vektorbosoner, dvs. ha spinn 1, men i motsetning til γ som har null hvilemasse måtte $W^\pm$ og Z være tunge partikler.

I elektromagnetisme har en som kjent en viss frihet i valg av potensialer, dvs. i valg av gauge for potensialene. I kvantemekanikk har en frihet i valg av en konstant fasefaktor på bølgefunksjonen. I QED kombineres og generaliseres dette. QED er invariant under en *elektromagnetisk gaugetransformasjon:* Elektronets bølgefunksjon endres med en fasefaktor som kan være *forskjellig* i hvert rom-tid punkt. Dersom dette samtidig kompenseres ved en tilsvarende endring av det elektromagnetiske 4-potensialet (dvs. fotonfeltet), så endres ikke det fysiske innholdet i teorien. Vi sier fotonet fungerer som *gaugeboson* i QED.

Fig. 2: Svak vekselvirkning i Fermi-modellen
a) β-decay (henfall)
b) $\nu_e e^-$ -spredning.

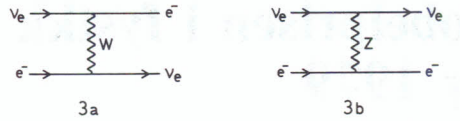


Fig. 3: $\nu_e e^-$ -spredning ved utveksling av tunge vektorbosoner.
a) Ladd strøm (W)-bidraget
b) Nøytral strøm (Z)-bidraget.

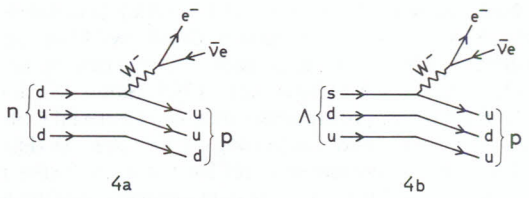


Fig. 4: Feynmandiagram for β-decay (a) og Λ-decay (b) i gaugeteori (gluonene som holder kvarkene sammen er ikke tegna inn).

I WS-modellen organiseres de fundamentale fermionene matematisk i dubletter (par), f.eks. L(e) = (ν_e, e^-). ν_e og e^- kan betraktes som to forskjellige «tilstander» av L(e). Videre generaliseres prinsippet om gauge-invarians: I tillegg til en endring av L(e) med en fasefaktor (som i QED) innebærer gaugetransformasjonen også rotasjoner i dublettrommet; dvs. elementene ν_e og e^- i paret L(e) kan roteres over i hverandre. I en spesiell gauge kan så elementene i paret L(e) = (ν_e, e^-) tolkes som bølgefunksjon for de fysiske partiklene ν_e og e^-. Teorien blir dermed underlagt en matematisk gruppestruktur. Denne innebærer at alle *gauge-bosonene* γ, W^+,W^-,Z kopler til de fundamentale fermionene (leptoner, kvarker) med styrke av samme størrelsesorden, dvs. γ,$W^\pm$,Z formidler krefter av samme størrelsesorden. Elektromagnetisk og svak vekselvirkning er forent til en felles *elektro-svak* teori. Grunnen til at svak vekselvirkning framtrer som svak ved energier på noen få GeV er ifølge WS-modellen at $W^\pm$, Z må være svært tunge; ca. 80 til 100 ganger så tungt som protonet. WS-modellen inneholder både QED og etablert teori[6]) for svak vekselvirkning samtidig som den forutsier nye effekter. Historisk er denne foreninga av svak og elektromagnetisk vekselvirkning en parallell til foreninga av elektrisitet og magnetisme til en felles teori : elektromagnetisme.

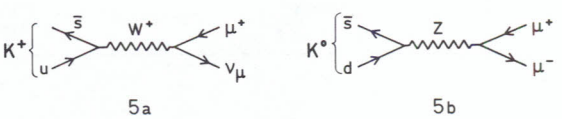


Fig. 5: Feynmandiagram for $K^+ \rightarrow \mu^+\nu_\mu$ (a) og $K^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ (b). Diagram b) eksisterer ikke når c-kvarken innarbeides i WS-modellen.

I avsnittene II og III vil vi gå litt nærmere inn på detaljene i teorien for svak, elektromagnetisk og elektrosvak vekselvirkning.

II. Elektromagnetisk og svak vekselvirkning.

QED er det mest veletablerte eksemplet på gauge-teori. Teorien ble utvikla i slutten av 40 åra bl.a. av Feynman, Schwinger, Tomonaga og Dyson[8]). QED er invariant under en gaugetransformasjon som matematisk kan uttrykkes slik:

$$\psi(x) \longrightarrow \psi'(x) = \exp\{i\theta(x)\}\,\psi(x) \qquad (1a)$$

$$A_\sigma(x) \longrightarrow A'_\sigma(x) = A_\sigma(x) + e^{-1}\,\partial\theta(x)/\partial x_\sigma \qquad (1b)$$

$\psi(x)$ er elektronfeltet (eventuelt elektronets bølgefunksjon), $A_\sigma(x)$ er fotonfeltet (det elektromagnetiske 4-potensialet), e er elektronets ladning og $\theta(x)$ er en vilkårlig funksjon av 4-posisjonen (rom-tid punktet) $x_\sigma = (\vec{x},t)$. ψ' og A'_σ er de gauge-transformerte feltene. Den elektromagnetiske feltsensoren $F_{\sigma\lambda} = \varrho A_\lambda/\varrho x_\sigma - \varrho A_\sigma/\varrho x_\lambda$ som inneh. de fysiske elektromagnetiske feltene $\vec{E}$ og $\vec{B}$ er som kjent invariant ved transformasjonen (1b). De dynamiske likningene for ψ og A_σ inneholder $\partial\psi/\partial x_\sigma$. Forat QED skal være invariant under transformasjonen (1a) er det derfor nødvendig at det fins et vektorfelt som kan kompensere for variasjonen av $\theta(x)$ ved hjelp av en tilsvarende transformasjon (1b). QED lar seg best anskueliggjøre ved hjelp av Feynmandiagrammer (se Fig. 1) hvor elektronene vekselvirker ved å utveksle virtuelle fotoner. Slike diagram er et bilde på hva som skjer; fotonene som utveksles er ikke frie. (At en partikkel er virtuell betyr at sammenhengen $E^2 = (c\vec{p})^2 + (mc^2)^2$ mellom energi, 3-impuls og masse *ikke* er gyldig.) Ifølge Maxwells likninger er

$$\partial F_{\sigma\lambda}/\partial x_\sigma = ej_\lambda \qquad (2)$$

hvor $ej_\lambda = (e\vec{j}, e\varrho)$ er den elektromagnetiske 4-strømtettheten. Likning (2) sier at fotonet kopler til elektronet med styrke e (= ladninga). De to elektronene i elektron-elektron spredning (se Fig. 1a) tilsvarer hver sin elektromagnetiske strøm. Disse to strømmene vekselvirker altså ved hjelp av fotonet som bindeledd. I kvantefysikk inngår ladninga e i kombinasjonen $\alpha = e^2/(4\pi\varepsilon_0\hbar c)$ som kalles finstrukturkonstanten. Eksperimentelt er $\alpha \simeq {}^1/_{137}$ slik at $\alpha^2 << \alpha$, $\alpha^3 << \alpha^2$. osv. Et Feynmandiagram med få fotonutvekslinger gir derfor størst bidrag til en gitt prosess.

For svake vekselvirkninger brukte en tidligere den såkalte Fermimodellen[6]) som er basert på at partiklene vekselvirker i ett punkt med styrke G_F (= Fermis koplingskonstant $\simeq 10^{-5}\hbar^3/(\mathrm{cm}^2_{\mathrm{proton}})$ som er målt eksperimentelt); se Fig. 2 for β-decay og $e^-\,\nu_e$-spredning. Fermi-modellen stemmer eksperimentelt ved de energiene en hittil har operert med i svake prosesser. Men den er opplagt gal som generell teori. Ved energier større enn ca. 300 GeV forutsier den nemlig et spredningstverrsnitt for f.eks. νe-spredning som er større enn den øvre grensa som kan beregnes fra prinsippet om bevaring av sannsynlighet[9]) (Dersom sannsynligheten for prosessen a⟶b er P_{ab}, er $\Sigma_b P_{ab} = 1$; hvor Σ_b betyr sum over alle mulige tilstander b). Med idéen om tunge vektorbosoner [2,7]) $W^\pm$ som kraftformidlere i teorien for svak vekselvirkning kunne en unngå bruddet på sannsynlighetsbevaring. Vi sier $W^\pm$ kopler til ladde strømmer fordi $W^\pm$ sjøl har ladning og overfører ladning til leptonet ved vekselvirkninga (f.eks. $\nu_e \longrightarrow e^-$ eller omvendt). Det er disse ladde strømmene som virker i de tradisjonelle svake prosessene; se Fig. 4a, 4b og 5a. (I Fermi-modellen vekselvirker altså de to strømmene i ett punkt). Men hypotesen om eksistensen av $W^\pm$ var ikke nok for å konstruere en teori som var akseptabel ved ekstremt høge energier. En trengte også et nøytralt vektorboson Z som skulle kople til en nøytral svak strøm[2,3]) (dvs. $\nu_e \longrightarrow \nu_e$, $e^- \longrightarrow e^-$ osv.). Dessuten: Alle de fire vektorbosonene måtte kople til leptoner med styrke av samme størrelsesorden og det måtte være en sammenheng mellom koplingene. (Det er nettopp en slik sammenheng en oppnår ved gauge-teorier: se neste avsnitt) Idéen med en nøytral strøm var en dristig hypotese fordi en alltid hittil hadde sett et ladd lepton opptre samtidig med et nøytrino i svak vekselvirkning; f.eks. $\bar{\nu}_\mu\, p \longrightarrow \mu^+ X$ droner). Men i 1973-74 påviste en også reaksjoner av typen $\nu p \longrightarrow \nu X$ som beviser eksistensen av en svak nøytral strøm[10]).

(Fortsettes i neste hefte.)

REFERANSER

1) *S. Weinberg*, Phys. Rev. Lett. **19,** 1264 (1967) *A. Salam*, i «Elemantary Particle Theory» ed. N. Svartholm (Almquist Forlag, Stockholm 1968).
2) *S.L. Glashow*, Nucl. Phys. **22,** 579 (1961).
3) Se f.eks.: *S. Abers & B.W. Lee*, Phys. Report 9C, No. 1 (1973), *J.C. Taylor:* «Gauge Theories of weak interactions», Cambridge University Press 1976, eller *C. Jarlskog:* «Gauge Theories», Scientific Report No. 110, Fysisk institutt, Universitetet i Bergen.
4) *S. Ting et al.*- Phys. Rev. Lett. **33,** 1404 (1974). *B. Richter et al.* Phys. Rev. Lett. **33,** 1406 (1974).
5) *S.L. Glashow, J. Iliopoulos & L. Maiani*, Phys. Rev. **D2,** 1285 (1970).
6) *E. Fermi*, Z. Physik **88,** 161 (1934). For endelig versjon av modellen: Se *R.P. Feynman & M. Gell-Mann*, Phys. Rev. **109,** 193 (1958).
7) *J. Schwinger*, Ann. Phys. **2,** 407 (1957).
8) Se f.eks. *Bjorken & Drell:* «Relativistic Quantum Mechanics» (1964) og «Relativistic Quantum Fields» (1965), begge på forlaget Mc.Graw Hill.
9) Se ref. 3. *Abers & Lee*, avsnitt 6; Taylor, avsnitt 2.1.
10) *F.J. Hasert et al.*, Phys. Lett. **46B,** 138 (1973).
11) Se f.eks. *L.F. Abbot & R.M. Barnett*, Phys. Rev. Lett. **40,** 1303 (1978).
12) *H. Georgi & S.L. Glashow*, Phys. Rev. Lett. **32,** 438 (1974).

Et skandianvisk energisystem basert på fornybar energi

Bernt Sørensen)*

1. Utnyttelse av fornybare energisystemer ved høye breddegrader

Situasjonen når det gjelder fornybar energi i Skandinavia kan antydes ved følgende oppstilling:

Skandinaviske breddegrader omfatter 55-71°N.

Gjennomsnittlig solinnstråling på et horisontalt plan utgjør 100 Wm^{-2}.

Ved gunstig kystbeliggenhet er energistrømmen i vind, 50 m over bakken 450 W m^{-2}.

Skandinavia dekker et areal: 780 000 km^2.

Skandinavias innbygger-tall er: 17 millioner.

Hver person «disponerer» et landareal: 46 000 km^2.

Den gjennomsnittlige effekt som når hver innbyggers landareal er 5 MW 5 MEGAWATT!

Hvis hver person kunne utnytte 1 % av «sin» energi ville det utgjøre 50 kW.

Det gjennomsnittlige effektforbruk pr. person i Skandinavia i dag er 5 kW.

(Hvem snakker om energikrise»?)

Solinnstrålingen på en horisontal flate i Skandinavia er omtrent halvparten av den man har på de gunstigste steder nær ekvator, og den gjennomsnittlige innstrålingen forandrer seg ikke egentlig fra det sydlige Danmark til den nordligste del av Norge. Det som endrer seg er sesongvariasjonene som blir mer markerte dess lenger nord en kommer. Sesongvariasjonene kan imidlertid reduseres noe, og det årlige utbytte økes, hvis en sydvent skråttstilt flate blir benyttet istedet for en horisontal flate.

Flatplate solkollektorer er i handelen i Skandinavia, men overraskende nok uten selektivt overflatebelegg på absorbatorene. Noen 20-50 kW *vindmøller* har blitt solgt, spesielt i Danmark. Noen av dem synes å fungere bra, andre ikke. Samfunnsmessig er sannsynligvis vindmøller av størrelsesorden 1 MW av størst interesse. Tvind-møllen var den første i denne kategori, men det foreligger planer om å bygge flere i Sverige. *Bioenergi* utnyttes i Sverige, mest som brensel (ved), men biogassfabrikker blir nå satt i drift flere steder i Danmark. *Bølge*energi undersøkes i Norge, som er det eneste skandinaviske land med et rimelig stort bølgeenergipotensial. *Vannkarft* er den fornybare energikilde med størst utnyttelse. I dag produseres omkring 70 % av den elektriske energi i Skandinavia ved hjelp av vannkraft, og ytterligere vannkraftressurser er tilgjengelige i Norge.

2. Framtidig energietterspørsel i Skandinavia

Tabell 1 viser dagens netto energietterspørsel i Skandinavia. Fordelingen av energietterspørselen på termodynamisk kvalitet er gitt i tabell 2 (basert på svenske data).

Figur 1 viser hvordan overgangen til en konstant energietterspørsel ville kunne foregå hvis det ble lagt spesiell vekt på energiøkonomiserende tiltak (Sml. Jørgen Nørgård «Husholdninger og Energi», 1979), og man forutsetter en dobling i levestandard.

Jeg skal utvikle et scenario for år 2030 basert på flg. antagelser: 1) Etterspørselen etter netto energi er den samme i år 2030 som i år 1980, og 2) etterspørselen etter lavtemperaturvarme er redusert med 40 %.

Tabell 3 analyserer omfanget av fornybar energi som forutsettes tilgjengelig i år 2030, bestående av sol-, vind-, bølge-, hydro- og bio-energi. Størrelsene representerer netto energi, dvs. hvor det er tap forbundet med energilagring, må produksjonen økes tilsvarende.

Den direkte solenergi forutsettes utnyttet ved flatplate kollektorer, med sesonglagring av energien i store lagringsenheter for større bosettingsområ-

Tabell 1. Netto*) energietterspørsel i Skandinavia i 1970 årene.

	Industri	Transport	Annet**)	Totalt
Norge	10.8 GW	2.0 GW	7.2 GW	20.0 GW
Sverige	18.2 GW	12.0 GW	17.8 GW	48.0 GW
Danmark	3.6 GW	4.8 GW	11.4 GW	20.0 GW
				88.0 GW

Basert på «Nordisk energisamarbeid» NU 1974:26.

*) Gjennomsnittlig etterspørsel etter netto energi, dvs. tap forbundet med el. produksjon ved brenselskonvertering ekskluderes, mens tap forbundet med annen konvertering og sluttforbruk inkluderes.

**) Husholdning, handel, offentlige tjenester osv.

*) Niels Bohr Institutet, København.
Bearbeidet av Ø. Holter.

Tabell 2. Skandinavisk etterspørsel etter netto-energi i 1970-årene fordelt etter energikvalitet.

Kvalitet		Industri	Transport	Annen*)
Qla	Varme ved lav temperatur	0%	0%	85%
Qlb	Varme ved lav temperatur	20%	0%	0%
Q2	Varme ved middels temp.	26%	0%	0%
Q3	Varme ved høy temp.	31%	0%	0%
Q4	Transportabelt brensel	3%	100%	0%
Q5	Mekanisk eller el. energi	20%	0%	15%

Basert på T. Johansson og P. Steen: «Sol-Sverige». (Sekr. för framtidsstudier, 1978). Estimatene gjelder kun Sverige.
* Husholdning, handel, offentlige tjenster, osv.

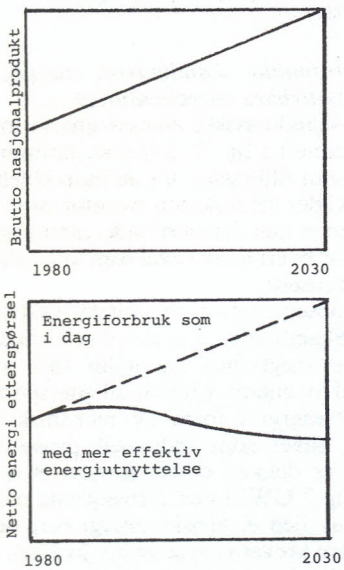


Fig. 1. Basert på G. Leach et al., A low Energy Strategy for the United Kingdom (The International Institute for the Environment and Development, Science Reviews, London 1979).

der. Hvis tapene fra et varmelager av vann blir uakseptable vil lagring basert på faseomvandling bli benyttet. Et enkelt (men volumkrevende) system basert på absorpsjon og dissosiasjon av krystallvann fra salt har blitt utviklet i Sverige (Forskning & Framsteg, No. 6 (1978) s. 32-36).

Danmark har et stort antall oppvarmingssystemer for blokker og distrikter. Rørfordelingsnettet er iferd med å bli økt for i større utstrekning å kunne tilpasses en større andel varmeproduksjon fra konvensjonelle fossile varmekraftverk. Dette fordelingssystemet, og den varmelagerkapasitet som allerede er bygget ved varmekraftverkene, kan lett overtas av et framtidig solbasert oppvarmingssystem. I øyeblikket kan ikke solkollektorene forbindes med dette system fordi temperaturen er for høy (90-110°). En temperatur omkring 50° vil være passende for solkollektorer. Ved bruk av lave temperaturer vil kapasiteten for varmeoverføringssystemet bli redusert, men dette er muligens akseptabelt fordi soloppvarmede hus vil bli bedre isolert osv., slik at varmebehovet blir mindre.

Vindmøllene vil bli bygget langs kysten, og hvis det ikke lar seg gjøre å finne tilstrekkelig med akseptable områder, kan de plasseres utenfor kysten.

Tabell 3. Skandinaviske energiressurser

		Oil	*Gass*
Brensel: Anslåtte utvinnbare reserver (påviste og mulige).	Norge	800 GW år	700 GW år
	Sverige	0	0
	Danmark	120 GW år	120 GW år
Anslått maksimale gj.snittlig utvinningsrate		20-50 GW	20-50 GW

Fornybar energi		*Hydro*	*Bio*
Gjennomsnittlig tilførsel i 1970-årene:	Norge	7.7 GW	0.1 GW
	Sverige	6.9 GW	3.9 GW
	Danmark	0	0.1 GW
	Skandinavia	14.6 GW	4.1 GW

Mulig tilførsel i år 2030:	*Sol*	*Vind*	*Bølger*	*Hydro*[a]	*Bio*
Norge	3 GW	5 GW	1 GW	13.6 GW	5 GW
Sverige	8 GW	5 GW	0	7.5 GW	12 GW[b]
Danmark	7 GW	5 GW	0	0	5 GW
Skandinavia	18 GW	15 GW	1 GW	21.1 GW	22 GW

a) Basert på NORDEL's planleggingsutvalg: «Kraftproduksjonen i de nordiske land ca. 1985/86», januar 1978.
b) Basert på Miljörörelsens alternative energiplan: MALTE 1990, Sveriges Energikomission, 1978.

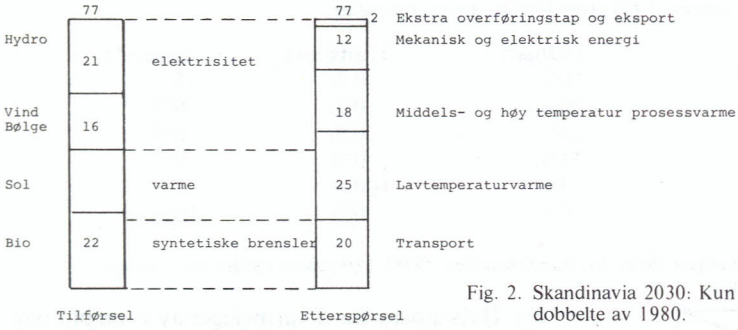


Fig. 2. Skandinavia 2030: Kun fornybar energi, og BNP det dobbelte av 1980.

I det fremtidige energisystem, må energi for transport komme fra biomasse, enten i form av syntetisk brensel, eller fra elektrisitet ved bruk av batteridrevne kjøretøy. Det foreslås derfor at energiproduksjon basert på bio-energi skifter fra gass til flytende brensel; f.eks. etanol og metanol (det siste basert på trevirke produsert i Sverige og Norge).

Tabell 3 viser også de fossile energireserver som er tilgjengelig i de skandinaviske deler av Nordsjøen. Disse vil bli av stor nytte i overgangsperioden mellom det nåværende system og det framtidige system basert utelukkende på fornybare energiressurser.

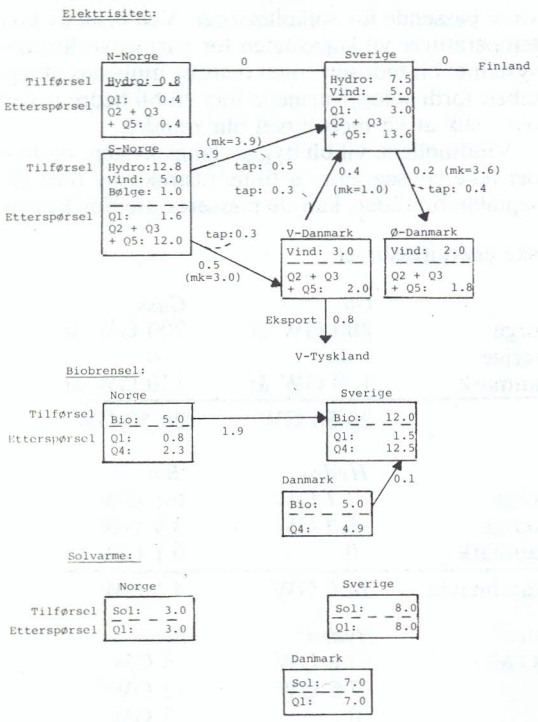


Fig. 3. 2030 Skandinavisk energisystem (kun fornybar energi). Alle tall angir årlig gjennomsnittlig tilførsel og etterspørsel i GW «mk» betegner maksimal kapasitet. For kvalitetssymboler Qi: Se tabell 2.

3. Et framtidig skandinavisk energisystem basert på fornybare energiressurser.

Det skandinaviske energiscenario for år 2030 er oppsummert i fig. 2. Såvel strukturen i etterspørselen, som tilførselen fra de individuelle fornybare energikilder ble diskutert ovenfor (sml. tabell 3). Figur 3 gir et mer detaljert bilde; tilbud og etterspørsel angis for hvert land, såvel som utveksling av energi over grensene.

En observerer at den totale elektrisitetsgenerering i Skandinavia, fra vannkraft, vind- og bølgeenergi, er meget høy, og utgjør 48 % av den totale tilførsel av energi. Etter at all etterspørsel etter høy kvalitetsenergi i form av mekanisk og elektrisk energi, såvel som indusriell prosessvarme over 100°C er dekket, er det fortsatt et overskudd på omkring 7 GW. I den foreliggende modell blir det meste av den elektriske energi benyttet til formål som bare krever energi av lav kvalitet, for å unngå overføring over lange avstander. Likevel er det en netto eksport til V-Tyskland. I modellen er det heller ikke forutsatt at muligheten for bedre utnyttelse av elektrisk energi til oppvarming ved hjelp av varmepumper, er utnyttet. I et europeisk perspektiv vil det være fornuftig å eksportere mere elektrisitet fra de favoriserte skandinaviske områder. Det lokale underskudd på varme kunne enten kompenseres ved økt lokal varmeproduksjon eller ved å få varme i bytte for den eksporterte elektrisitet.

For å redusere overføringen av elektrisitet fra Norge til Sverige, er det antatt at en del av den mest kraftkrevende industri overføres fra Sverige til Norge.

Scenarioet forutsetter at all energi til transport kommer fra biomasse. Vi ser igjen at Skandinavia har et meget høyt potensial for produksjon av energi av høy kvalitet.

Det resterende behov for lavtemperaturvarme dekkes av flatplate kollektorer montert på tak (takarealet er tilstekkelig, og orienteringen er ikke så viktig når man har adgang til sesonglagring). I områder med tilstrekkelig høy befolkningstetthet, vil fordelingsnettet forbinde individuelle bygninger og kollektorer med en sentral energilagringsenhet. I mer grisgrente strøk må oppvarmingssystemet for individuelle bygninger være selvforsynende. Dette

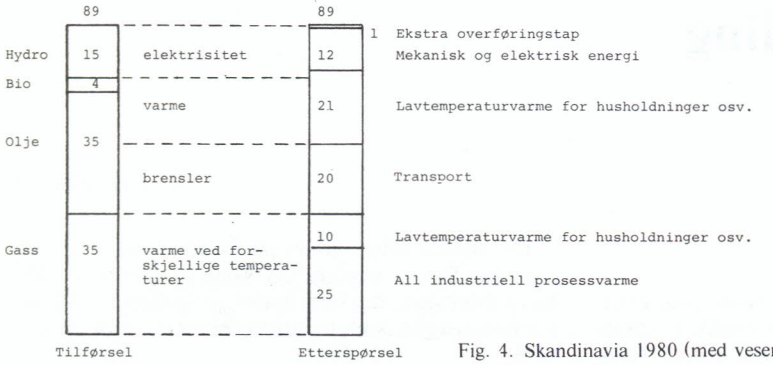


Fig. 4. Skandinavia 1980 (med vesentlige re.-allokeringer).

vil være mulig, fordi det i slike strøk vil være større arealer tilgjengelig for volumkrevende varmelagre som f.eks. det saltsystem som er nevnt ovenfor.

4. Et olje-krise scenario

En gradvis overgang fra den nåværende situasjon til det framtidige scenario som er skissert ovenfor er ukomplisert. Men, anta at Skandinavia ønsker å ha et energisystem som er uavhengig av en fullstendig avskjæring av eksterne oljeforsyninger (f.eks. som resultat av en større krig i Midt-Østen), og anta videre at kull er utelukket av miljømessige

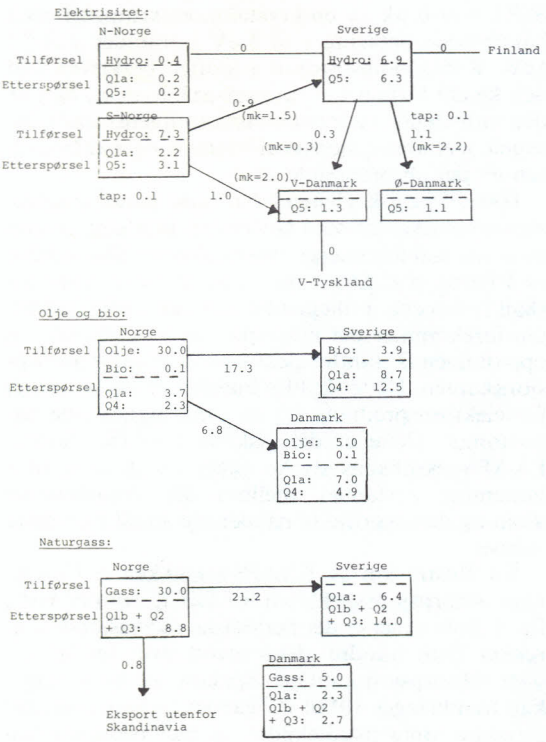


Fig. 5. 1980 Skandinavisk energisystem (med vesentlige re-allokeringer). Alle tall angir årlig gjennomsnittlig tilførsel og etterspørsel i GW. «mk» betegner maksimal kapasitet. For kvalitetssymboler Qi: Se tabell 2.

grunner og kjernekraft (fisjon) av sikkerhetsmessige grunner. Ville det da være mulig å sikre energiforsyningen med de ressurser som er intert tilgjengelige i 1980 (sml. talbell 3)?

Svaret er ja. Metoden er skissert i figurene 4 og 5. Noe av elektristitesforbruket som går til det lavkvalitets formål som er karakteristisk for Skandinavia i dag. må da oppgis. Når dette blir gjort, vil vannkraften alene være tilstrekkelig for alle relevante formål. I dette scenario vil ikke Danmark lenger produsere elektrisitet, slik at overføringsnettet mellom de skandinaviske land måtte utbygges.

Selv om forbruket av nettoenergi ikke forutsettes endret, vil det totale energiforbruk bli mindre fordi konverteringstapene ved de nåværende fossilfyrte varmekraftverk unngås.

Den gjenværende etterspørsel dekkes av dansk og norsk olje og gass fra Nordsjøen, som da må utvinnes i et raskere tempo enn i dag. Ut i fra dagens kjente reserver kan de likevel vare i minst 25 år.

Naturgass blir benyttet til framstilling av all industriell prosessvarme, og dessuten for noe distrikts- og blokkoppvarming. Olje dekker behovet for energi til transport, og de overskytende mengder kan benyttes i eksisterende oljefyringsanlegg i privatboliger. Det er til og med rom for fortsatt eksport av noe naturgass.

Bøker

William J. Kaufmann III. The Cosmic Frontiers of General Relativity. Little, Brown and Company, 306s, N.kr.61,—.

I 1960- og 1970-årene har Einsteins generelle relativitetsteori fått an fornyet aktualitet. I mellomkrigstiden var det kun en håndfull hårdnakkede entusiaster som beskjeftiget seg med generell relativitetsteori, men i dag er en mengde av de dyktigste forskerne innenfor fysikk, matematikk og astronomi opptatt med Einsteins gravitasjonsteori. Dette er ikke tilfeldig, men skyldes nye, store oppdagelser innenfor astronomi. Disse nye fenomenene skal forklares, og det ser ut til at generell relativitetsteori er den forklaringsmodell som må benyttes hvis vi skal forstå observasjonene.

Dessverre har Einsteins generelle relativitetsteori den ulempe at den er meget komplisert matematisk sett. Det er derfor uhyre

(forts. side 47)

Synkrotronstråling

II. Anvendelser

I. Lindau)*

Innledning

I løpet av de siste årene er synkrotronstråling utviklet til en svært viktig forskningsteknikk. I verden er det i dag mer enn 20 laboratorier i drift, hvor synkronstrålingen blir brukt i eksperimenter for strukturelle og elektroniske studier av gasser, væsker, faste stoffer og biologiske materialer.

En rekke eksperimentelle teknikker er tatt i bruk: Absorpsjon av røntgenstråling, fluorescens, diffraksjon, anormal spredning, småvinkel spredning, topografi, mikroskopi, litografi, fotoemisjon, tidsoppløst spektroskopi, foton stimulert desorpsjon, osv. Ved SSRL (Stanford Synchrotron Radiation Laboratory) kom antall prosjektforslag opp i over 400 pr. november 1979. Det har vært en dobling pr. år de siste fire årene. Flere land (England, Tyskland, Japan og USA) planlegger og konstruerer nå lagringsringer spesielt for synkrotronstråleforskning for å møte etterspørselen etter denne nye lyskile.

Synkrotronstrålingens viktigste karakteristika er den høye og ekstremt stabile intensiteten over et bredt bånd av bølgelengder. Som kontinuumkilde gir synkrotronstråling for en rekke formål 10^4 til 10^5 ganger mer fluks enn konvensjonelle lyskilder. Dette har ført til utvikling av EXAFS (Extended X-ray Absorption Fine Structure), et meget effektivt verktøy for strukturbestemmelser av (se nedenfor) for eksempel biologiske enzymer, industrikatalysatorer, amorfe materialer og faseoverganger.

Den høye intensiteten og gode kollimeringen av synkrotronstrålen er anvendt i stor- og småvinkel spredningseksperimenter, som for eksempel for å studere nerve- og muskelfunksjoner. Utsiktene til å bruke synkrotronstråling til røntgenlitografi (fremstilling/fabrikasjon av mikrostrukturer og integrerte kretser) blir nå seriøst diskutert.

Synkrotronstråling har en skarpt pulset tidsstruktur fordi elektronene er buntet sammen i lagringsringen. SPEAR's en-bunt oprasjonsmodus gir unike muligheter for tidsstudier fordi pulslengden er 60 til 100 ps med 1.28 MHz repetisjonsfrekvens (780 ns mellom pulsene). Denne egenskapen blir i økende grad tatt i bruk i levetidsstudier av atomære og molekylære systemer. Dynamiske strukturstudier på submikrosekund nivå vil ganske sikkert bli utført i nær fremtid.

* Stanford University, Stanford, California, USA

Overflatestudier basert på fotoemisjon er et felt som har fått en raskere utvikling på grunn av den høye intensitet, det kontinuerlige spektrum, og polarisasjonsegenskapene som synkrotronstråling kan tilby.

Synkrotronstrålingens avstembarhet har gjort det mulig å studere elektroniske og geometriske egenskaper til overflater og grenseflater med ekstrem overflatefølsomhet: 1 til 2 atomsjikt kan bli undersøkt, og virkningen av en brøkdel av et ett atomlag, monolag, kan registreres.

Nedenfor skal vi illustrere anvendelse av synkrotronstråling innen en del utvalgte forskningsområder.

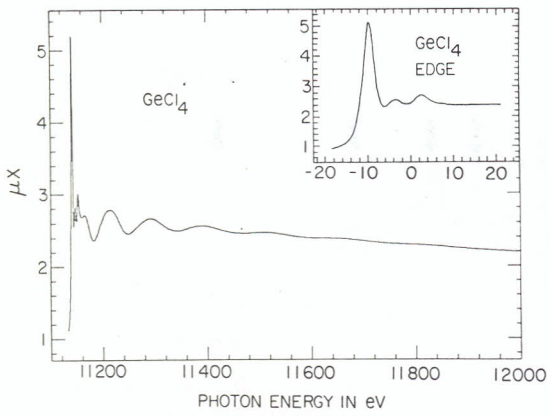
EXAFS (Extended X-ray Absorption Fine Structure).

EXAFS-teknikken er i særlig grad utviklet ved SSRL ved bruk av en-krystallmonokromator med båndbredde omkring 1 til 3 eV i området 3 til 25 keV. Røntgen-absorpsjon i stoffer beskrives ved den kjente formel $I = I_0 \exp(-\mu x)$, hvor I_0 og I er den innfallende og transmitterte røntgenstråleintensitetet, μ er absorpsjonskoeffisienten, og x er tykkelsen av det absorberende stoff.

Hvert kjemisk element har sine karakteristiske absorpsjonskanter som skyldes en plutselig økning av μ ved den fotoenergi som er akkurat tilstrekkelig til å fjerne et elektron fra ett av de indre elektronskall i atomene. I tillegg til denne absorpsjonseffekten forekommer det lavamplitude oscillasjoner i μ opp til noen få hundre elektronvolt ovenfor absorpsjonskanten. Dette skyldes interferens fra lavenergi fotoelektronspredning fra de omkringliggende naboatomer. Dette er den såkalte EXAFS-effekten. EXAFS-teknikkens styrke ligger i dens evne til å bestemme avstander mellom det absorberende atom og dets nærmeste naboer, og antall nærmeste naboer.

En illustrasjon av EXAFS-teknikken er Ge's k-kant absorpsjonsspektrum for $GeCl_4$, som er vist i fig. 1. Som vi ser er der periodiske oscillasjoner som rekker flere hundre elektronvolt over terskelverdien (absorpsjonskanten). Spektra av dette slaget kan frembringes 10^4 til 10^5 ganger raskere enn med standard røntgenstrålekilder, og med bedre oppløsning og signal/støy forhold.

Dette betyr at det er mulig å ekstrahere informasjon fra svært uttynnede prøver, som f.eks. fra metallatomer i organiske molekyler. De sinusoidale



1. Ge's K-kvant absorpsjon i $GeCl_4$ (fra Kincaid et al).

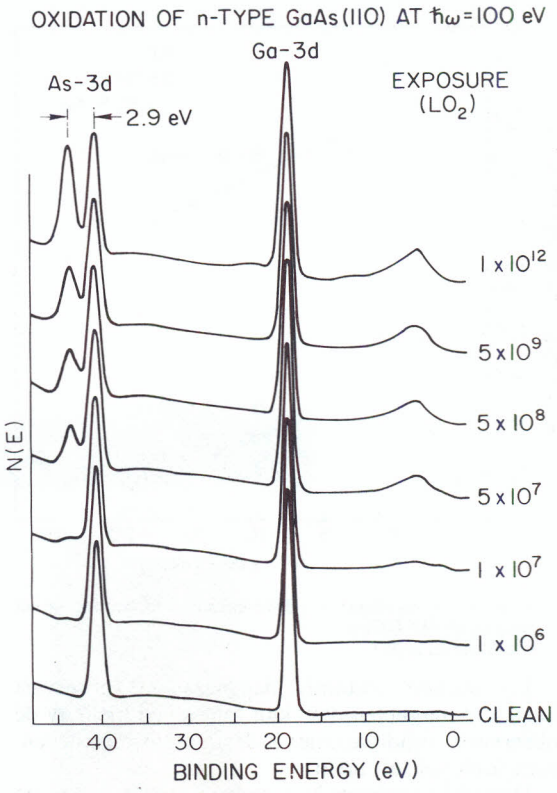
svingningene omtrent 50 eV over kanten i fig. 1 er EXAFS-strukturer. I tillegg er der store skarpe topper nær terskelen (kanten). Den første av disse er tolket som ls-4p atomære overganger (se innskuddet i fig. 1). Overganger til høyere-liggende tilstander er også tillatt. Dette gir en Rydberg-serie av resonanser nedenfor K-kantens kontinuumsgrense.

Det er vanskelig å ta ut kvantitativ strukturinformasjon fra en EXAFS-analyse. Til nå har teknikken nådd så langt at radielle avstander kan bestemmes med en nøyaktighet på 0.01 til 0.02 Å i stoffets indre, og 0.05 til 0.1 Å på overflater.

Fotoemisjon

I et fotoemisjonseksperiment faller monokromatisk lys på prøven og energifordelingen av fotoemitterte elektroner blir målt. I fig. 2 viser vi et sett av energifordelingskurver tatt opp i en slik eksperimentell oppstilling som vi nettopp har beskrevet, hvor eksitasjonsenergien var 100 eV for en GaAs (110) overflate utsatt for påvirkning av forskjellige mengder oksygen (1L = 10^{-2} torr s). En L gir ca. ett monolag oksygen, hvis all oksygen som treffer overflaten blir værende der. Horisonal-aksen representerer den bindingsenergien det eksiterte elektron har hatt. For en ren GaAs (110) overflate observeres to skarpe topper ved 19 og 41 eV. Disse toppene er 3d-nivåene for de indre elektronskall for henholdsvis Ga og As. Når en GaAs (110) overflate utsettes for oksygen skjer der en del endringer. En satelitt-topp vokser frem på høyenergisiden av As-3d toppen. Satellitt-toppen blir tolket som As 3d nivåer i binding med oksygen. Det kjemiske skift som observeres i As 3d-toppen gir informasjon om ladningsoverføringen mellom As og det kjemisorberte oksygen, og bidrar med verdifulle opplysninger om bindingene i overflaten.

Ved den høyeste oksygeneksponering som er vist i fig. 2, er GaAs (110) overflaten dekket med ett monolag oksygen, og viser hvor ekstremt følsom fotoemisjonsteknikken er. Ettersom synkrotronstrålingen er avstembar, kan unnslipningsdybdens energiavhengighet måles eksperimentelt. Det er et minimum i unnslipningskurven omkring 60 eV kinetisk energi; derfor er det innlysende hvorfor vi velger 100 eV fotoenergi for å studere oksygen kjemisorspsjon.

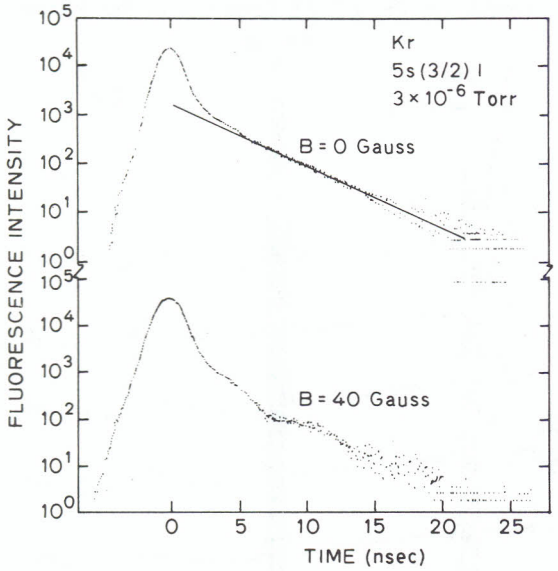


2. Fotoemisjonsspektra ved ħω = 100 eV fra GaAs (110) utsatt for molekylært oksygen. (fra Lindau et al.).

Ved denne fotonenergi vil elektronene fra 3d-nivåene, med 19 eV og 41 eV bindingsenergi ha den korteste unnslipningsdybde. Kun ett til to monolag blir undersøkt ved denne fotonenergi. Synkrotronstrålingens avstembarhet er derfor et vesentlig aspekt i dette eksperimentet ettersom elektronenes unnslipningsdybde i et stoff er sterkt avhengig av elektronenes kinetiske energi. Her bør det nevnes at unnslipningsdybden går gjennom et minimum, $\leqslant$ 10 Å, for kinetiske energier mellom 40 eV og 200 eV for de fleste stoffer.

Tidsavhengig spektroskopi

Tidsstrukturen i SPEAR's synkrotronstråling er meget anvendbar for studier av nedbrytningsprosessene til eksiterte elektroniske tilstander i atomer og molekyler med en tidsoppløsning bedre enn 0.5 ns. Avtakingen av fluorescens-intentsisteten gir levetiden som inneholder informasjon om de atomære overgangssannsynligheter.



3. Kvantesvevning observert i desintegrasjons-kurver for Kr i et magnetfelt (40 Gauss).
(fra Mathias et al.)

En eksitert tilstands degenerasjon (observert f.eks. i et magnetisk felt) kan måles ved hjelp av de observerte modulasjoner i desintegrasjonskurven, som funksjon av tiden.

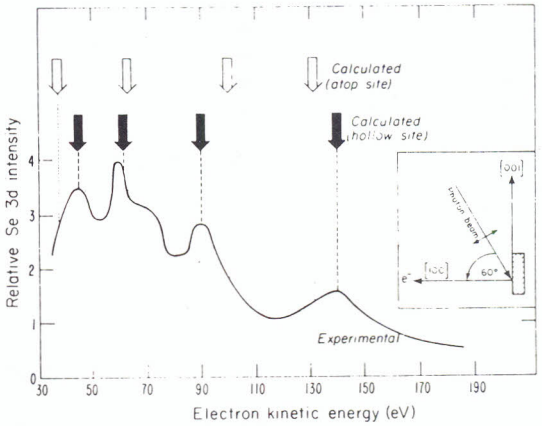
Dette blir betegnet kvantesvevnings-metoden og er illustrert i fig. 3. Kvantesvevnings-oscillasjoner kan observeres i desintegrasjon av $^3P_1$ tilstander i Kr i et magnetisk felt.

Vekselvirkninger i den eksiterte tilstand kan på denne måten måles med svært stor nøyaktighet. (Fig. 3 gir en Larmor presesjonsperiode på 7.2 ns). Den forventede økning i modulasjonsfrekvensen ble observert med økende magnetfelt. Fluorescens desintegrasjonskurvene ble generert ved hjelp av enfotontelling og fotonkoinsidens-teknikk, som måler tidsintervallet mellom eksitasjonspulsen fra SPEAR og en enkelt fluorescenshendelse. Fotonene ble målt med en fotomultiplikator ved 1236 Å.

Fotoelektron-diffraksjon

I løpet av de senere år har fotoelektron-diffraksjon blitt en lovende teknikk for bestemmelse av de geometriske mønster av kjemisorberte sjikt på overflater. Ved denne teknikken måles modulasjoner i intensiteten av fotoemitterte elektroner fra indre elektronskall i adsorbaten som funksjon av elektronenes kinetiske energi. Disse modulasjonene skyldes diffrasjonseffekter, og posisjonen (i energi) til diffraksjonstoppene kan brukes til å bestemme den interplanare avstand mellom adsorbat og substrat.

I fig. 4 viser vi Se 3d intensitet versus elektronenes kinetiske energi for en c (2 x 2) hinne av Se på Ni (100). I disse eksperimentene er det viktig å være



4. Plot av Se 3d intensiteten mot kinetisk elektronenergi for c (2 x 2) Se-Ni (100) sysemet, og teoretisk beregnede topp energier (piler) for «oppå-sete» og «hul-sete».
Den eksperimentelle geometriske konfigurasjon er vist i innskuddet.
(fra Kevan et al.)

istand til å variere eksitasjonsenergien kontinuerlig gjennom et stort fotonenergiområde.

Fire topper stikker seg ut i spekteret. Her bør det nevnes at modulasjonen er svært stor, opp til en faktor to. I fig. 4 vises også de teoretiske beregnede topposisjoner for to forskjellige geometrier i monolaget «oppå-sete» (atop site) og «hul-sete» (hollow site). Der er inten tvil om at det er hulsete geometrien som gir best samsvar med eksperimentet.

De teoretisk beregnede topposisjoner er svært følsomme for den interplanare avstand mellom Se og Ni. Det later til at Se-Ni avstanden kan bestemmes med nøyaktighet bedre enn ± 0.1 Å. Diffraksjonsteknikk er derfor svært lovende for overflatestruktur-bestemmelser. En viktig egenskap ved fotoelektronteknikk er at den ikke er avhengig av orden over store avstander i de adsorberte hinner. I denne henseende har den fordeler fremfor LEED (Lav-Energi Elektron-Diffraksjon).

Bøker

H. J. Queisser (ed.): X-Ray Optics. Applications to Solids. Vol. 22 i serien: Topics in Applied Physics. 227 s. N. kr. 223,-. (Springer, Berlin, Heidelberg og New York 1977).

Det er i de senere år utviklet en rekke metoder innen røntgenoptikk, og flere av disse har fått viktige anvendelser i materialkarakterisering og faststoff fysikk, særlig til kartlegging av nær perfekte krystaller m.h.p. forskjellige typer av gitterdefekter. Den foreliggende bok behandler et begrenset utvalg av disse nye metoder, og hvert emne beskrives av fremstående eksperter på vedkommende område.

En avgjørende forutsetning er ofte en røntgenkilde av høy intensitet. Etter en innledende oversikt gis derfor en omtale av høy brillians røntgenrør. Synkrotronstråling som høyeffekt røntgenkilde behandles ikke, siden dette vil bli gitt i eget

(forts. side 47)

Plasma-drift i den polare ionosfære

Ove Bratteng og Egil Leer

Ionosfæren er et plasma

Menneskene i oldtiden betraktet sin verden som oppbygd av jord, vann, luft og ild. I moderne tid skiller vi også mellom fire materialtilstander. I tillegg til de tre såkalte aggregattilstander eller fast, flytende, og gassformig stoff, har vi en fjerde tilstand som opptrer når materien inneholder en viss del elektrisk ladede partikler. Det er materie i denne fjerde tilstand som fysikerne betegner *plasma*.

All materie er bygd opp av elementærpartikler, hvorav *protoner* og *elektroner* med henholdsvis like stor positiv og negativ ladning er de viktigste. Atomer og molekyler inneholder de samme antall elektroner og protoner og vil derfor virke som uladede partikler. De tre aggregattilstandene adskiller seg ved forskjellig kinetisk energi pr. partikkel, eller ved henholdsvis sterk, svak eller ingen binding mellom molekylene. Hvis partiklenes mildere kinetiske energi økes utover en viss grense, vil endel elektroner bli revet løs fra sine respektive atomer eller molekyler. Materien vil da inneholde frie ladede partikler i form av elektroner og positive ion. At slik *ionisering* førte til en helt ny materialtilstand ble oppdaget rundt 1880, og i 1928 innførte den amerikanske fysikeren Irving Langmuir betegnelsen plasma for slik materie.

Vi regner med at mer enn 99,9 % av all materie i universet er i denne fjerde materietilstand, alle stjerner f.eks. består vesentlig av plasma. Trass i en slik erkjennelse er det imidlertid ikke overraskende at vi først i den senere tid er blitt klar over plasmafysikkens betydning. Vi mennesker lever nemlig i en «boble» av ikke-ionisert gass, og det er først i dette århundre vi har forstått at Jorden, innhyllet i en nøytral atmosfære, befinner seg i et «uendelig hav» av plasma.

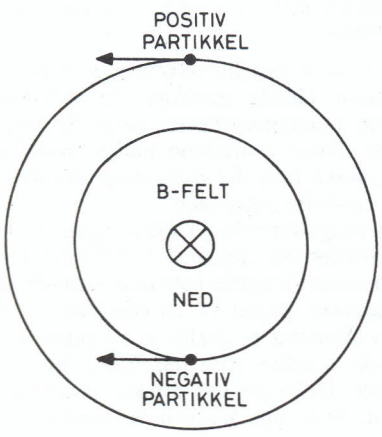


Fig. 1 Bevegelse av ladede partikler normalt på B-felt.

Atmosfæren opp til 70-80 kilometers høyde består av nøytrale atomer og molekyler, men høyere oppe vil ultrafiolett lys fra solen og energirike partikler ionisere luftens molekyler. Det er derfor ioniserte «lag» i den øvre atmosfære. I høydeområdet 100-120 km, eller E-laget, er tettheten av frie elektroner, *elektrontettheten,* omtrent 100 000 pr. kubikkcentimenter, og i F-laget (200-400 km), hvor elektrontettheten har sitt maksimum, er den omtrent 10 ganger større. Over F-laget avtar elektrontettheten og i 1 000 km høyde er den omtrent en tiendedel av tetthenten i E-laget.

I E- og F-laget er det henholdsvis 100 000 og 1 000 nøytrale partikler pr. ionisert partikkel, men selv med en så liten *ionisasjonsgrad* må atmosfæren over 80 km betraktes som et plasma eller en ionisert gass, og vi kaller den derfor *ionosfæren.*

Et plasma som utsettes for vinkelrette elektriske og magnetiske felt vil drive normalt på begge felt

Det er karakteristisk at vekselvirkningene i en ionisert gass er langt mer dominerende enn i en nøytral gass. Dette skyldes først og fremst de langtvirkende Coulumb kreftene som virker mellom ladede partikler; elektriske strømmer spiller en viss rolle. I en nøytral gass er derimot all vekselvirkning bestemt av kollisjoner mellom nøytrale partikler, og de kreftene som virker mellom partiklene har da svært kort rekkevidde.

For studier av plasmadrift i ionsfæren er bevegelse av elektriske ladede partikler i elektriske og magnetiske felt (E- og B-felt) spesielt viktig, og vi vil derfor diskutere dette:

Når en positivt ladet partikkel påvikes av et elektrisk felt, vil den bevege seg i feltretningen, men en negativt ladet partikkel beveger seg mot feltretningen. Bevegelsen i et B-felt er mer komplisert, og vi må her dele hastigheten i to komponenter: normalt på feltet og langs feltet.

All bevegelse normalt på feltet blir utsatt for en avbøyende kraft slik at partiklene blir tvunget til å gå i sirkelbaner som fig. 1 viser. Sirkelens størrelse eller *gyroradius* er bestemt av forholdet mellom partikkelens *massefart* og B-feltets styrke. Jo større

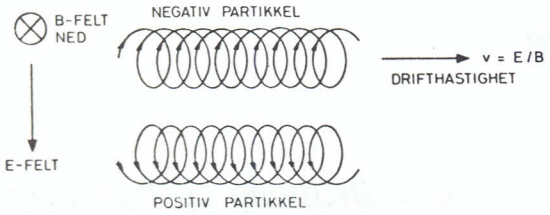


Fig. 2 Plasmadrift i vinkelrette E- og B-felt.

massefarten er, dess større vil gyroradien være (massefart = partikkelens masse x dens fart).

Partikler som beveger seg langs magnetfeltet vil ikke bli påvirket av feltet, og den generelle bevegelse for en ladet partikkel i et magnetfelt er derfor en spiral langs feltet.

Hvis ladede partikler beveger seg i E- og B-felt som står normalt på hverandre, vil partiklene drive normalt på både E- og B-feltet som vist på fig. 2. Slik bevegelse kaller vi E x B-drift.

Driftsbevegelsen kommer i stand ved at E-feltet i første halvperiode av gyrobevegelsen i magnetfeltet akselerer partiklene, hastigheten øker og dermed også gyroradien. I neste halvperiode vil E-feltet bremse partiklene slik at hastigheten og gyroradien avtar. Resultatet er at både positive og negative partikler driver i samme retning med en driftshasighet $v = E/B$, der E og B betegner styrken for de to feltene.

Oppe i ionosfæren vil de ladede partiklene bli påvirket av Jordens magnetfelt. Hvis det også er et elektrisk felt til stede, vil de ladede partiklene settes i bevegelse, og hvis vi er i stand til å måle denne driftshastigheten, kan vi bestemme størrelsen og retningen på det elektriske feltet. Men hvordan kan det dannes elektriske felt høyt oppe i atmosfæren? For å forstå dette skal vi se hvordan solen og gasstrømmen fra solen påvirker den øvre delen av jordatmosfæren.

Solvinden kolliderer med jordens magnetfelt og trekker en del feltlinjer bakover slik at magnetosfæren blir haleformet

Ved jordoverflaten er Jordens B-felt svært lik det feltet vi ville få ved å plassere en kort stavmagnet omtrent i Jordens sentrum og med sydpolen pekende mot et område i det nordlige Canada. På den nordlige halvkule vil følgelig magnetfeltet peke ned mot jordoverflaten.

Fra solen er det en kontinuerlig strøm av hurtige ladede partikler, vesentlig elektroner og protoner. Denne plasmastrømmen, *solvinden*, passerer Jorden med en midlere hastighet på vel 400 km/s, og i forbindelse med kraftige utbrudd på solen er denne hastighet observert til å overstige 1 000 km/s.

Når solvinden treffer Jordens magnetfelt, beveger solvindpartiklene seg som beskrevet foran. Partiklene stoppes, og solvinden bøyes av til sidene. På

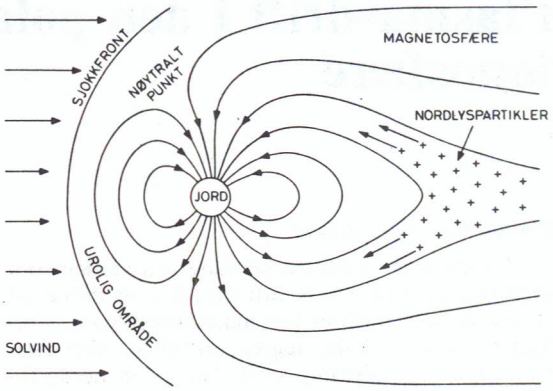


Fig. 3 Solvinden stoppes av en sjokkfront utenfor jordas magnetfelt. Området kalles magnetosfæren.

grunn av solvindens store hastighet dannes det en sjokkfront foran Jorden i en avstand av 10-12 jordradier, (ca. 70 000 km) og solvinden presser magnetfeltet sammen. Under utbrudd på solen øker trykket fra solvinden og sjokkfronten kommer nærmere Jorden.

Avhengig av partiklenes massefart trenger de en viss avstand forbi sjokkfronten, og i dette området vil solvindpartiklene avsette en stor del av sin kinetiske energi. Området innenfor kalles magnetosfæren, her er bevegelsen av ladede partikler stort sett bestemt av magnetfeltet, og partiklene vil være mer eller mindre bundet til de magnetiske feltlinjer, avhengig av deres massefart.

Det er interessant å merke seg at de partikler som lager nordlys kommer fra solen og inn i magnetosfæren *bak* Jorden. Under sin bevegelse inn mot Jorden blir de akselerert, av en ennå lite kjent mekanisme. De skytes ned mot atmosfæren over nordlyssonene hvor de kolliderer med luftens molekyler og det skaper nordlys.

Over Ny-Ålesund kan partiklene fra solvinden trenge direkte ned i atmosfæren langs de magnetiske feltlinjene

Fig. 3 viser at det fins to områder over polarområdene hvor ladede partikler fra solvinden kan trenge inn i magnetosfæren langs de magnetiske feltlinjene. Disse områdene kalles tradisjonelt *de nøytrale punkt*, men det er egentlig områder som er utstrakt i øst-vest retningen.

Under rolige forhold på solen ligger det nøytrale punkt nord for Ny-Ålesund. I forbindelse med utbrudd på solen forflyttes hele magnetbildet sørover, og det nøytrale punkt vil da ofte passere Ny-Ålesund. Ny-Ålesund er derfor et velegnet sted for å studere det nordlys som partiklene fra solvinden produserer. Dette gir oss direkte informasjon om solvinden, bl.a. om hvilken sammensetning den har.

Vi beskrev i avsnitt 3 hvoran partiklene fra solen

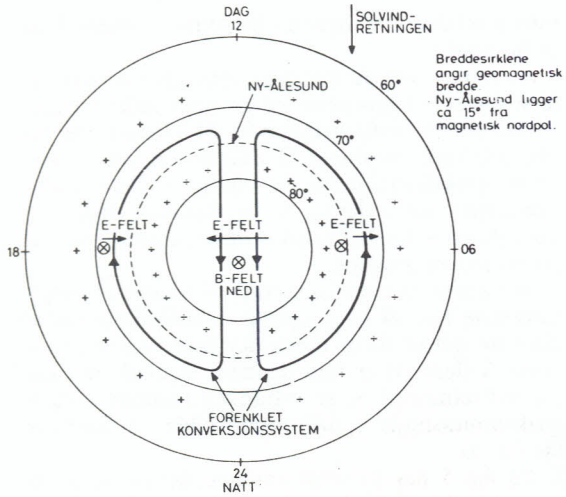


Fig. 4 Plasmadriften i det polare F-lag er bestemt av Jordens magnetfelt og det elektriske felt som genereres av solvinden (se fig. 2). Driften er rettet fra dag mot natt over polkalotten. Bildet kan betraktes i forhold til solen, uavhengig av Jordens rotasjon.

som kom inn i magnetosfæren bak Jorden forårsaker nordlys. Men disse er blitt akselert i magnetosfæren til en energi som er 10-100 ganger høyere enn energien til solvindpartiklene, og det er nordlys produsert av slike partikler vi ser f.eks. i Tromsø. Målinger fra Ny-Ålesund og Tromsø vil følgelig utfylle hverandre, de første gir opplysning om solvinden og de andre om akselerasjonsmekanismer i magnetosfæren.

Strømmen av solvindpartikler ned mot de nøytrale punkt representerer en kontinuerlig energitilførsel til atmosfæren i polområdene som under utbrudd på solen kan øke sterkt. Forskere verden over arbeider nå for å få klarhet i om slike plutselige lokale energiøkninger i den øvre atmosfæren kan forårsake dannelse og utvikling av lavtrykkssystem. Ved å forstå denne sammenhengen kan en kanskje være med å bidra til en forbedret værvarsling.

Slik forskning krever imidlertid en detaljet oversikt ovr det kompliserte samspill mellom solvind og magnetosfæren. Hvordan partiklene fordeles i magnetosfæren, hvorden den ioniserte gassen beveger seg, og hvilken kobling det er mellom ionosfæren og den nøytrale atmosfæren er noen av de mange spørsmål som må besvares.

I neste avsnitt vil vi skissere en av de mange vekselvirkningene som vi kun kan observere i polarområdene.

Solvinden forårsaker horisontal plasma-drift over polområdene

Solvinden fører med seg et svakt magnetfelt som kan kobles sammen med Jordens magnetfelt i den ytre magnetosfære, og når solvinden blåser langs den ytre magnetosfære med over 400 km/s vil det dannes elektriske felt i magnetosfæren. Feltstyrken er ofte mindre enn 0,001 volt pr. meter, men på grunn av de store avstandene kan det bli satt opp potensialforskjeller på flere tusen volt mellom to punkt i magnetosfæren (potensialforskjell = elektrisk felt x avstand).

Ladede partikler kan bevege seg uhindret langs de magnetiske feltlinjene, og vi kan derfor ikke ha elektriske felt langs B-feltet. Potensialforskjellen på tvers av B-feltet kan derimot opprettholdes da ladede partikler har svært vanskelig for å bevege seg i denne retning. Dette betyr at vi skal ha samme potensialforskjell mellom to feltlinjer nede i atmosfæren som i den ytre magnetosfære. Her nede er feltlinjene mye nærmere hverandre slik at det elektriske felt vil være mye større. Typiske verdier er 0,001-0030 volt pr. meter.

Det elektriske feltet som solvinden genererer i den ytre magnetosfære forplanter seg altså nedover langs de magnetiske feltlinjene og forårsaker elektriske felt i den polare ionosfære. Disse feltene setter så ionosfæren i bevegelse, og vi får en bevegelse av ionisert gass i polarområdene som vist ved de tykke pilene på fig. 4. Dette svarer til elektriske felt som vist på figuren. Vi kan få slike elektriske felt hvis det er overskudd av positiv og negativ landing i de områdene som på figuren er merket med henholdsvis + og -.

Hvis vi antar at bevegelsen er en ren E x B-drift, kan vi beregne det elektriske felt ved å måle driftshastigheten. Av fig. 2 ser vi at nå er den elektriske feltstyrke = driftshastigheten x magnetfeltets styrke. En driftshastight på 100 meter pr. sekund tilsvarer et elektrisk felt på 0,005 volt pr. meter, en hastighet på 200 meter pr. sekund tilsvarer et felt på 0,01 volt pr. meter osv. Denne driftshastigheten kan vi måle da det er små fortetninger og fortyninger i elektrontettheten. Disse kaller vi *irregulariteter*. I F-laget beveger de seg med E x B-drift, og i de to neste avsnitt vil vi vise hvordan vi kan bestemme driftshastigheten av den ionisete gassen ved å bestemme hastigheten for irregularitetene ved hjelp av en høyfrekvent radiosender og tre romlig adskiltes mottakerantenner.

Radiobølger

Når en radiobølge reflekteres fra ionsfæren, vil det dannes et feltstyrkebilde på bakken som driver med samme hastighet som ionosfærens irregulariteter.

Radiobølger under den *kritiske frekvens* vil bli totalreflektert i ionosfæren. Den kritiske frekvens som er proporsjonal med kvadratroten av elektrotettheten, er vanligvis mellom 5 og 10 MHz. For å måle plasmadriften over Ny-Ålesund benytter vi en kortbølgesender med frekvens 4 MHz (tilsvarende en bølgelengde på 75 m), og disse bølgene reflekteres i høydeområdet 100-300 km, avhengig av de io-

nosfæriske forhold. (Bølgelengde i meter multiplisert med frekvens i MHz = 300).

Hvert punkt i refleksjonshøyden vil opptre som en selvstendig «antenne» og stråle ut en elementærbølge. Feltstyrken i et gitt punkt på bakken vil være gitt ved summen av alle slike elemtærbølger. To like sterke elementærbølger som er i fase, vil sette seg sammen til en ny bølge med dobbel styrke, mens to som er i motfase vil utslokke hverandre.

Når en elementærbølge passerer gjennom en irregulartitet, vil det introduseres faseavvik relativt til en bølge som passerer utenfor irregulariteten. Hvis vi forutsetter at elementærbølgene er i fase i refleksjonshøyde, vil bølgenes faseavvik i et gitt punkt på bakken være gitt ved den geometriske avstand og antall og styrke av de irregularitetene bølgenhar passert. Avhengig av bølgenes innbyrdes faseavvik vil de forsterke eller svekke hverandre, vi får konstruktiv eller destruktiv *interferens*.

Slik får vi bygd opp en interferensmønster eller *diffraksjonsbilde* på bakken. For små variasjoner i elektrontettheten er den karaktristiske avstand mellom toppene i diffraksjonsbildet lik den horisontale avstand mellom irregularitetene, for store variasjoner vil derimot en og samme irregularitet forårsake flere toppunkt, og dermed finere struktur i diffraksjonsbildet. Når irregulatriteten i ionosfæren beveger seg, vil også diffraksjonsbildet på bakken bevege seg i samme retning, og en mottaker med fast antenne vil ta imot et varierende signal: Vi får *fading* på mottakeren.

Diffraksjonsbildet

For å bestemme med hvilken fart og i hvilken retning diffraksjonsbildet driver, er det nødvendig med samtidige målinger av feltstyrken i minst 3 adskilte punkt.

Vi tenker oss de tre antennene eller målepunktene plassert i hjørnene av en rettvinklet trekant. Prinsippet for målemetoden er da å bestemme den *tilsynelatende hastighet* til diffraksjonsbildet langs de to vinkelrette forbindelseslinjene. Dette gjøres ved å måle tiden det tar fra en karakteristisk form viser på en antenne til den samme formen viser seg på en annen antenne.

For å beskrive målemetoden vil vi anta at irregularitetene har så lang levetid at diffraksjonsbildet ikke forandrer form mens det driver over antennene. Videre vil vi anta uendelig struktur normalt på driftretningen og at avstanden mellom to og to maksimumslinjer i diffraksjonsbildet er konstant (se fig. 5).

På fig. 5 har vi valgt antenneoppsett og driftsmønster slik at vi får det samme antall maksima mellom begge antennepar. Forholdet mellom den tilsynelatende hastighet i de to retninger er da lik forholdet mellom lengden av forbindelseslinjene. Den sanne driftshastighet kan nå bestemmes ved hjelp av de tilsynelatende hastighetene som vist innfelt på fig. 5.

Vi bestemmer feltstyrken som funksjon av tiden i de tre målepunktene ved å sende 50 korte pulser pr. sekund opp mot ionosfæren og registrere styrken av det reflekterte signal.

På figur 6 er det forholdsvis lett å gjenkjenne samhørende former på de tre antennene. Diffraksjonsbildet kommer først til antenne ØST og så omtrent samtidig til de to andre antennene. Av figuren ser vi at tidsdifferansen mellom samhørende former er omtrent 1 sekund, og da forbindeleslinjen er ca. 200 meter, tilsvarer altså dette en drift fra øst mot vest på ca. 200 meter. Vi måler her at de ladede partiklene i ionosfæren beveger seg fra øst mot vest kl. 14.30, og dette i god overensstemmelse med bevegelsen som er vist på fig. 4.

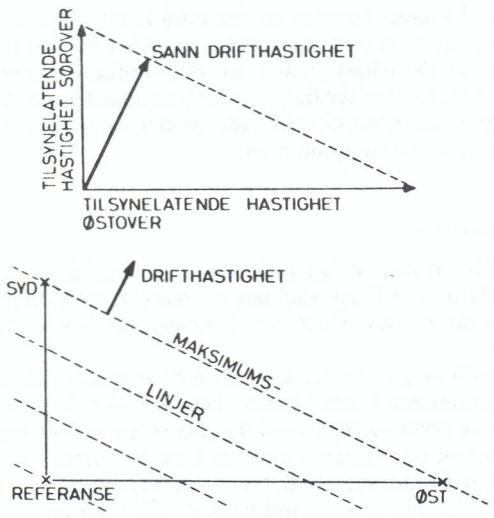


Fig. 5 Plasmadriften bestemmes ved å måle den tilsynelatende hastighet i to retninger.

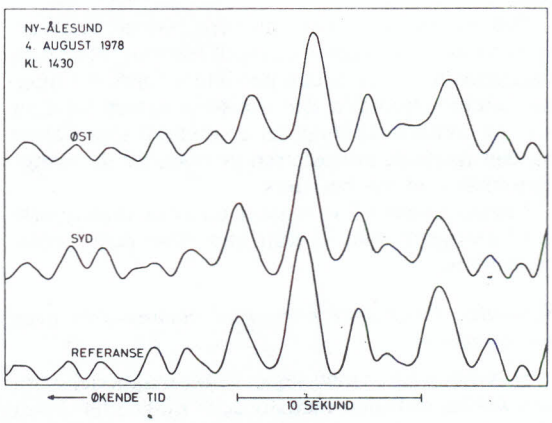


Fig. 6 Eksempel på typisk registrering fra Ny-Ålesund.

Lange tidsserier av slike mottatte signal som er vist på fig. 6 blir tatt opp på magnetbånd for videre behandling på regnemaskin. Tidsforskjellen mellom to og to antenner bestemmes ved hjelp av *korrelasjonsanalyse,* dvs. vi forskyver de to signalene i forhold til hverandre inntil overensstemmelsen blir best mulig.

Magnetosfæren er et velegnet plasmalaboratorium

Studiet av plasmadrift i den polare ionosfære inngår i utforskningen av samspillet mellom solvind og magnetosfære. Våre måleresultat må sammenholdes med satelittmålinger av tetthet, hastighet og felter i solvinden og i magnetosfæren.(Når EISCAT's radaranlegg utenfor Tromsø kommer i drift omkring 1980, vil det også være mulig å måle driftshastigheten i 1 000 km høyde over Ny-Ålesund fra Tromsø).

Ved å bestemme driftshastigheter og elektriske felt høyt oppe i ionosfæren kan vi bestemme de elektriske strømmene som flyter i vel 100 km's høyde, og vi kan også studere hvordan bevegelsen av ladede partikler setter den nøytrale gassen i atmosfæren i bevegelse. Dette er imidlertid et stort og komplisert system, og det kan være vanskelig å se hvordan de ulike delene er koplet sammen.

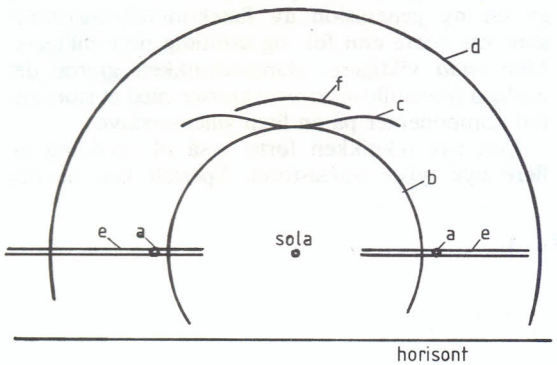
Vi nevnte innledningsvis at mer enn 99,9 % av universets materie er plama, og for å lære mer om plasmatilstanden må vi lage oss teorier og modeller, og så utføre målinger for å finne ut om modellene er riktige. Her kommer ionosfæren og magnetosfæren inn som ypperlige laboratorier hvor fysikerne kan utføre målinger og få testet sine teorier.

De siste års magnetosfæreforskning har ført til relativt store revisjoner i vår oppfatning av kosmiske plasma, og dette har også gitt astrofysikerne et bedre grunnlag for å tolke *sine* observasjoner.

Eksperimentbetingelsene har hittil stort sett vært bestemt av naturen selv, fysikeren har sittet klar med sin måleapparatur og ventet til det ønskede fenomen har inntruffet. Men det er nå en tendens til at flere eksperiment utføres under kontroll, f.eks. er det nå mulig å skape kunstig nordlys ved å skyte ut partikler fra raketter og satelitter. Men det er ennå mange uløste problem også innen denne gren av fysikken.

Gjengitt med forfatterens tillatelse, fra «Ottar» nr. 110-111-112. Univ. i Tromsø 1979 (april). Tegninger ved Liv Larsen.

Nye halo observasjoner



Halofenomen over Nestun, Bergen, 2. juni 1979.

Identifikasjon av de observerte halokomponenter:
a = parhelia
b = 22-graders ring
c = 22-graders ringens tangerende buer
d = 46-graders ring
e = horisontalring
f = Parrys bue

Fenomene a-e er omtalt i FFV nr. 2-79. Parrys bue opptrer som følge av lange prismer, sannsynligvis utviklet sammen som et kors som svever horisontalt. Brytningen skjer i en 60°-prisme.

Fra Helge Dalseide har vi fått melding om observasjon av en velutviklet halo over Nestun ved Bergen.

I tillegg til de fleste komponentene synlige i halofenomen over Oslo beskrevet i FFV nr. 2, 1979, hadde denne også en velutviklet 46°-ring. Det ble tatt en rekke fotografier som viser fenomenet tydelig, men som dessverre har for liten kontrast til at de kan trykkes i FFV. En skisse tegnet på grunnlag av fotografiene gjengis imidlertid nedenfor.

Haloen ble også observert ved Flesland, Marstein og Fusa ved kysten øst og sørvest for Bergen. Ved innlandsstasjoner (Voss og Kvamsskogen) synes haloen ikke å ha vært synlig.

M. Yong: Optics and Lasers. Springer Optical Science Series No. 5: An Engineering Physics Approach Springer Verlag 1977. 207 sider, 22.10. DM 52.-

Optikk er ikkje lenger berre det det var: I denne lille tiltalande boka kan ikkje-eksperten finne høveleg oppfriskning av hovudelementa i klassisk optikk: Linser, spegel, avbilding, auget, kameraet, kikkerten og mikroskopet, pluss oversikt over lyskjelder og lysmåling. Dette utgjer første tredel av boka. Neste tredel er bølgjeoptikk, med diffraksjon og interferens, med diskusjon av eit utval instrument. Men så møter vi optikken av i dag, såkalla Modern Optics, basert i hovudsak på koherent lys frå laserar: Holografi og holografisk avbilding, optisk prosessing og optisk informasjonsformidling. Det er spesielt i dette feltet optisk forskning skjer i dag. Eit avsnitt om laseren og ulike lasertyper hører naturleg med i denne siste tredelen av boka, og det verkar óg naturleg at ein har fått med eit kort avsnitt om ikkje-lineær optikk og elektrooptiske effektar og innretningar.

Boka held eit behageleg nivå, høveleg for ikkje-ekspertar som eg, fysikklærar som bør ha eit minste-kjennskap til nyvinningane i optikken.

J. L. Hall and J.L. Carlsten: Laser Spectroscopy III Springer Optical Science Series No. 7: Proceedings of the 3rd International Conference on Laser Spectroscopy i Jackson Lake Lodge, Wyoming usa, July 4/8-1977. 470 sider. DM 54.-

Boka innheld foredraga frå konferansen og er såleis svært spesialisert. Ho vil interessere omkring fem personar her i landet.

E. J. Samuelsen

Mikroelektronikk og mikroprosessorer

J. Sandstad)*

Kort historikk

I en historisk oversikt over mikroelektronikkens utvikling faller det naturlig å ta utgangspunkt i året 1947. (Se tabell 1). Det var da den aller første transistoren så dagens lys, og det skjedde i Bell-laboratoriene i USA.

Som all annen historie har også mikroelektronikken en prehistorisk tid. Allerede før 1920 begynte man å bruke likerettende metall-halvlederkontakter til signaldeteksjon i radioteknikken, men uten egentlig å forstå hvordan disse komponentene fungerte.

Systematiske studier av halvledere begynte for alvor i 1940-årene, og blant de aktive på dette feltet var en gruppe ved Bell-laboratoriene ledet av William Shockley. Blant hans nærmeste medarbeidere var en ung teoretiker, J. Bardeen, som senere også er blitt kjent for arbeider med superkonduktivitet, og W.H. Brattain, som var en ualminnelig dyktig eksperimentator. Det var arbeidet i denne gruppen som ledet frem til oppfinnelsen av spisstransistoren (point contact transistor) i 1947, og arbeidet ble belønnet med en vel fortjent Nobelpris (1956).

I 1951 kom flatekontakt-transistoren (biopolar juniction transistor), som teknisk var en vesentlig bedre komponent enn spisstransistoren, og det var fortsatt Schockley og hans medarbeidere som ledet utviklingen.

Utover i 1950-årene gjorde transistoren sitt inntog på alle felter av elektronikken, i forsterker- og radioteknikken, i regulerings- og automatiseringsteknikk og ikke minst i datamaskinteknikken, som ennå var i sin spede begynnelse. Produksjon av transistorer ble stor industri, og forskningen ble mest konsentrert om anvendelser. Det er ikke så lett å trekke frem enkeltpersoner i denne perioden, men *en* fortjener å bli nenvt: janpaneren L. Esaki, som i 1957 fremstilte tunneldioden, og også gav teorien for hvoran den virket. Dette innbrakte ham Nobelprisen (1973), som han forøvrig delte med bl.a. nordmannen Ivar Giæver.

I 1961 hendte noe som dannet et nytt tidsskifte i mikro-elektronikken, nemlig innføring av *planar diffusjonsteknikk*. Den nye teknikken somvar godt egnet for masseproduskjon, og førte til fremstilling av en ny generasjon av flatekontakttransistorer som var bedre enn før, og samtidig mye billigere. Men *enda* viktigere: planarteknikken gjorde det mulig å fremstille *integrerte kretser* med et stort antall komponenter på en liten siliciumskive.

Den nye teknikken førte også til utvikling av flere nye typer transistorer. Spesielt kan nevnes

TABELL 1

ÅR	Mikro-elektronisk tidsregning		
1947	0	SPISS-TRANSISTOR	
		Shockley	BELL-laboratoriene
		Bardeen	Nobel-pris 1956
		Brattain	
1951	4	FLATEKONTAKT-TRANSISTOR	
		Shockley m. fl.	
1957	10	TUNNEL-DIODE	
		Esaki	Nobel-pris 1973
1961	14	PLANAR DIFFUSJON,	planar transistor
1963	16	MOS-TRANSISTOR	
1964	17	INTEGRERTE KRETSER	(Monolittisk)
		«Medium scale»	
1968	21	«Large scale»	
1971	24	MIKRO-PROSESSOR	4 BITS
1972	25	MIKRO-PROSESSOR	8 BITS
1976	29	MIKRO-PROSESSOR	16 BITS

*) Førsteamanuensis ved Fysisk Institutt, Universitetet i Oslo.

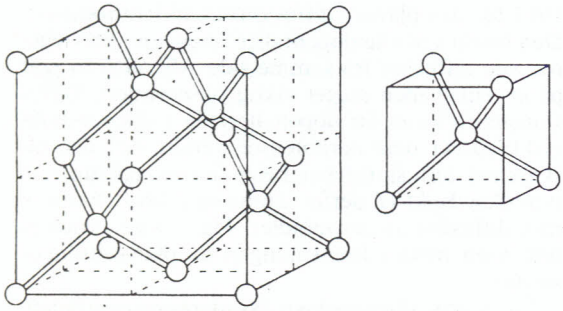


Fig. 1 Krystallstruktur for germanium og silicium.

MOS-felteffekttransistorene, som har en enklere struktur enn flatekontakt-transistorene, og derfor er særlig godt egnet for integrering i stor skala.

Fremstilling av integrerte kretser krever svært rene utgangsmaterialer, og metoden omfatter en rekke rense- og etseprosesser som kan være kritiske, men etter hvert som man klarte å beherske disse prosessene, kunne man fremstille kretser med økende kompleksitet, «medium scale» med mer enn 100 transistorer pr. krets, «large scale», med mer enn 1000 transistorer pr. krets.

Den første mikroprosessoren ble presentert i 1971. Det var en komplett liten prosessor, med aritmetisk-logisk enhet, regne- og telleregistere, styrekretser, en liten intern hukommelse, og med mulighet for adressering av en større ekstern hukommelse. Hele prosessorer var fremstilt på en siliciumskive med areal mindre enn 0.3 cm^2.

Denne proessoren kunne bare behandle 4 binærtall om gangen, men allerede året etter kom en 8 bits mikroprosessor, og i 1976 den første 16-bits mikroprosessoren.

Samtidig ble det utviklet nye typer hukommelseselementer og kretser for å kople mikroprosessorene til eksternt utstyr.

Mikroprosessorer blir nå fremstilt av mange forskjellige produsenter og i mange varianter, og med adresserings- og programmeringsmuligheter som fører til at de for mange formål kan konkurrere med store datamaskiner.

Grunnbegreper fra halvlederfysikken

Fysiske egenskaper for rene og dopede halvledere og virkemåten for dioder og flatekontakttransistorer er beskrevet i Fra fysikkens verden 1967 Nr. 1.

Her skal det bare gis en kort oppsummering i stikkordmessig form.

a) Rene halvledere.

De halvledere som har størst praktisk interesse, er grunnstoffer fra IV. gruppe i det periodiske system (germanium og silicium) og forskjellige kjemiske forbindelser med tilsvarende krystallstrukturer, (f.eks. galliumarsenid). Valenselektronene danner kovalente bindinger mellom naboatomer, og ved lave temperaturer er det svært få bevegelige ladningsbærere. Ved høyere temperaturer vil tettheten av ladningsbærere øke ved at elektroner river seg løs fra valensbindingene og opptrer som ledningselektroner i krystallen. Men for hvert elektron som eksiteres, vil det oppstå en ufullstendig valensbinding. Denne oppfører seg som en positiv ladningsbærer, og betegnes som et «hull». Både elektroner og hull bidrar til ledningsevnen i materialet.

Energiforholdene for elektronene beskrives bølgemekanisk ved energibåndteorien. De mulige stasjonære tilstandene for elektronene danner energibånd. Hvert bånd inneholder et stort antall diskrete nivåer med liten innbyrdes energiforskjell, men mellom båndene kan det opptre forholdsvis store energigap uten tillatte tilstander. Valenselektronene befinner seg i et energibånd som ved lave temperaturer er praktisk talt fullt (valensbåndet), mens ledningselektronene er eksitert til tilstander i et bånd med høyere energier (ledningsbåndet). Mellom de to båndene er det et energigap som er ca. 0.7 eV for germanium og ca. 1,1 eV for silicium. Når temperaturen øker, øker også sannsynligheten for termisk eksitasjon av elektron-hull-par. Den motsatte prosessen, rekombinasjon av elektroner og hull, er mindre temperaturavhengig, men øker proporsjonalt med konsentrasjonene av ladningsbærere. Ved termisk likevekt gjelder en slags massevirkningslov:

$$n.p = \text{konst. } T^3 \exp(-\Delta E/kT)$$

der er n og p betegner konsentrasjonene av henholdsvis elektroner og hull, T er temperatur, k er Boltzmanns konstant og ΔE er energigapet mellom valensbåndet og ledningsbåndet.

b) Doping

Ledningsevnen for halvledere kan økes med flere tierpotenser ved tilsetting av små mengder av fremmedstoffer. Dette kalles doping, og de vanligste dopematerialene er elementer fra V. eller III. gruppe i det periodiske system. Tilsetning av elementer fra V. gruppe fører til overskudd av ledningselektroner, og gir et materiale som kalles en N-type halvleder. Dopeelementer fra III. gruppe binder elektroner slik at det introduseres overskudd av hull i halvlederen, og materialet betegnes som en P-type halvleder.

c) PN-overgang.

Mange av de viktigste halvlederkomponentene inneholder overganger mellom N-type og P-type materiale i samme krystall. En PN-overgang har likeretteregenskaper:

Ved tilkopling av en ytre strømkilde med den positive pol til P-siden av overgangen, vil elektronene i N-halvlederen og hullene i P-halvlederen bevege seg inn mot overgangen. Det blir en livlig utveksling av ladningsbærere og relativt stor strøm

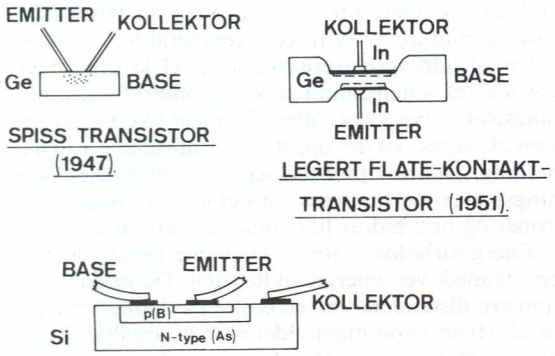


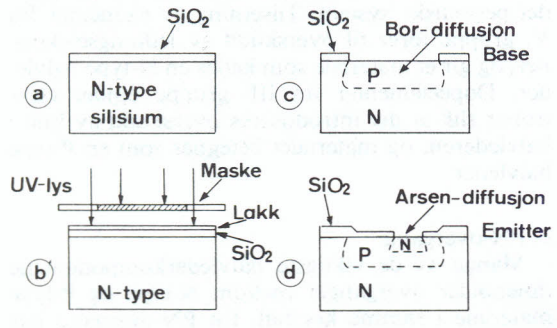
Fig. 2 PLANAR FLATEKONTAKT-TRANSISTOR (1961).

allerede ved liten spenning. Koples den ytre strømkilden i motsatt retning, vil elektronene på N-siden og hullene på P-siden trekkes bort fra overgangen, og det dannes en sperresone med svært få ladningsbærere, og strømmen gjennom overgangen blir liten. En idealisert teori (Shockley 1949) leder til diodeligningen $I = I_0(\exp(eV/kT)-1)$ der I er strømmen gjennom dioden og V er den ytre spenningen.

Forskjellige effekter bidrar til avvik fra den idealiserte teorien, f.eks. avalanche-effekt, som er en slags støt-ionisasjonseffekt, og Zener-effekt som er en bølgemekanisk tunneleffekt og opptrer ved store feltstyrker.

Fremstilling av halvlederkomponenter.
Planar diffusjon.

De første transistorene ble fremstilt ved å legere to metallspisser (emitter og kollektor) til en germaniumkrystall (basen). Som nevnt tidligre ble denne typen transistorer snart avløst av flatekontakt-transistorer, der emitter- og kollektor-områdene ble fremstilt ved legering eller diffusjon på hver sin side av en tynn skive av halvledende materiale (fig. 2). I



Noen trinn i fremstillingen av planartransistorer.

Fig. 3
a: Oksydert silisiumskive.
b: Eksponering av fotofölsom lakk.
c: Etter 1.diffusjon.
d: Etter 2.diffusjon.

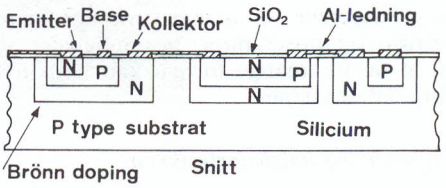
1961 ble den planare diffusjonsteknikk introdusert. Den består i at alle dopemidler føres inn i halvlederen ved diffusjon fra samme side. Metoden bygger på en enkel men meget viktig observasjon: Diffusjonshastigheten for dopematerialer i siliciumdioksyd (SiO_2) er flere tierpotenser mindre enn den tilsvarende diffusjonshastigheten i rent silicium. Et tynt oksydsjikt vil derfor danne en effektiv barriere mot diffusjon av dopemidler. Fig. 3 viser skjematisk noen trinn i fremstillingen av planar-komponenter.

En N-type siliciumskive oksyderes på overflaten, og påføres en foto-følsom lakk. Denne blir eksponert i et ønsket mønster ved hjelp av ultrafiolett lys som sendes gjennom en fotografisk fremstilt maske. Belyste områder av lakken herder, men i de områdene som ikke er belyst, kan både lakken og oksydsjiktet fjernes med selektive etsemidler. Deretter føres dopemidlene inn i halvlederen, vanligvis ved diffusjon fra gassfase ved en temperatur på ca. 1100°C.

Prosessen kan fortsette med at overflaten pånyoksyderes, belegges med lakk, osv.

Ved fremstilling av enkle flatekontakt-transistorer, danner utgangsmaterialet kollektor, og det kreves to diffusjonr, en for base og en for emitter. Ved fremstilling av integrerte kretser med mange komponenter på samme skive, må komponentene skilles fra hverandre ved en såkalt «brønndoping». Det blir da nødvendig med 3 diffusjoner for å fremstille flatekontakt-transistorer. Fig. 4 viser skjematisk strukturen i en krets som består av en transistor, en diode og en motstand. Interne forbindelser mellom komponentene lages ved å dampe tynne filmer av aluminium (eller gull) på toppen av skiven. Fig. 5 viser foto av en integrert krets.

Planar diffusjon blir ofte kombinert med ioneimplantasjon, som består i at halvlederen blir bom-



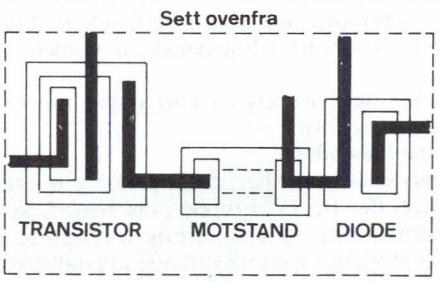


Fig. 4 INTEGRERT KRETS

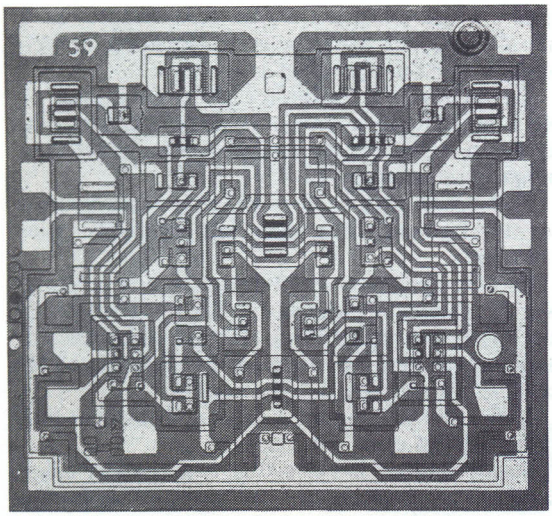


Fig. 5 Fotografi av integrert krets

bardert med dopemateriale som er ionisert og akselerert til 50-200 keV.

Ioneimplantasjon gir forholdsvis grunn doping, men kan utføres med bedre geometrisk nøyaktighet enn diffusjon, og har dessuten den fordel at den kan foregå ved lave temperaturer, slik at den ikke endrer profilen for tidligere doping.

MOS-felteffektransisor.

Felteffekt-transistorer skiller seg fra de vanlige bipolare flatekontakttransistorene ved at styringen av strømmen i transistoren foregår elektrostatisk, og ved at hovedstrømmen ikke passerer noen PN-overgang.

Det finnes mange typer av felteffekt-transisorer.

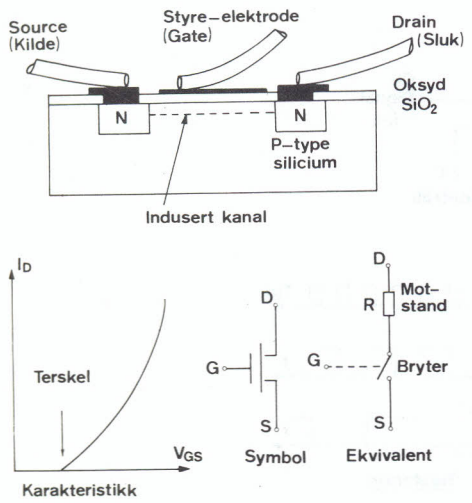


Fig. 6 MOS-felteffekt-transistor, N-kanal, anrikningstype.

Fig. 6 viser strukturen for en N-kanal MOS-felteffekt-tranistor av anrikningstypen. (Forkortet betegnelse: NMOS, der MOS er kortelse for Metal-Oxide-Semiconductor).

I en P-type siliciumskive er det dopet ned to N-områder som betegnes kilde og sluk (source og drain). Mellom disse er halvlederen dekket av et isolerende oksydsjikt (SiO_2), med en pådampet metallelektrode på toppen. Denne betegnes port (gate) og virker som styreelektrode. Når det ikke er forspenning på styreelektroden, er strømveien mellom kilde og sluk sperret. Men ved tilstrekkelig stor positiv forspenning, vil det dannes en ledende kanal mellom kilde og sluk, fordi hullene i området like under styreelektroden skyves bort, samtidig som det trekkes inn elektroner fra N-områdene ved kilde og sluk. Styrvirkningen er elektrostatisk, og krever minimal strøm.

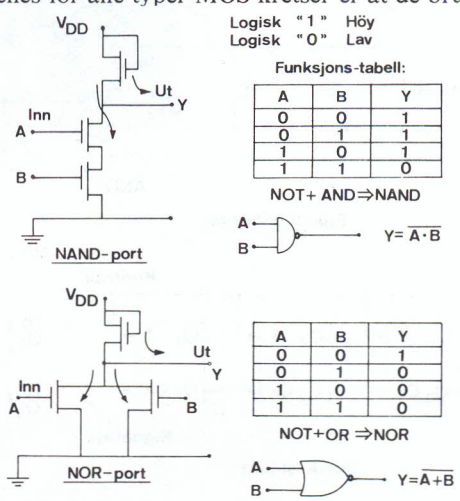
Tykkelsen av den induserte, ledende kanalen avhenger av størrelsen av styrespenningen, og ved variasjon av denne kan det oppnås en kontinuerlig variasjon av resistansen og dermed av strømmen i kanalen.

Komponenter av denne typen kan brukes i lineære forsterkere, men er særlig godt egnet til digitale kretser, der signalene skifter mellom faste nivåer. Disse kan velges slik at transistorene enten er sperret (styrespenning lik 0) eller leder godt (positiv styrespenning).

Ved kretsbeskrivelser kan en MOS-felteffekt-transistor ekvivaleres med en bryter med en motstand i serie. Bryteren åpnes eller lukkes ved signal på styreelektroden.

Ved doping med motsatt polaritet kan det fremstilles P-kanal MOS-transistorer (PMOS). En viktig variant er kretser som består av en kombinasjon av N-kanal og P-kanal transistorer. Dette kalles komplementær MOS (CMOS).

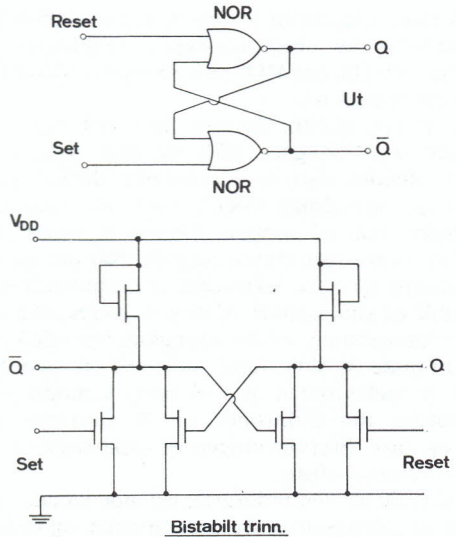
Felles for alle typer MOS-kretser er at de bruker



A	B	Y
0	0	1
0	1	1
1	0	1
1	1	0

A	B	Y
0	0	1
0	1	0
1	0	0
1	1	0

Fig.7 MOS-logikk. N-kanal (NMOS)



Bistabilt trinn.
(Lasekrets, flip-flop)

Fig. 8

lite effekt, og derfor kan pakkes tett sammen uten å gi for sterk oppvarming. Hver enkelt transistor kan plasseres innenfor et kvadrat med sidekant 50-100 µm, slik at det blir plass til opptil ca. 40 000 transistorer på en siliciumskive med areal 1 cm^2.

Logiske kretselementer og aritmetiske kretser.

Fig. 7 viser eksempler på enkle logiske kretselementer bygget av MOS-transistorer. Signalene forutsettes å være binære og definert slik at logisk «0» tilsvarer 0 volt og logisk «1» tilsvarer en positiv spenning.

En NAND-portkrets utfører en kombinasjon av NOT (binær invertering) og AND («alle», konjunksjon). Utgangssignalet fra en NAND-port blir 0 når alle inngangssignalene er 1. Alle andre kombinasjoner gir utgangssignal 1.

En NOR-portkrets utfører en kombinasjon av NOT og OR («eller», «misnt en av»). Utgangssignalet fra en NOR-port blir altså 0 dersom minst et av inngangssignalene er 1.

To NAND- eller NOR-portkretser kan kombineres tilet bistabilt trinn, også kalt «låsekrets» eller «flip-flop».

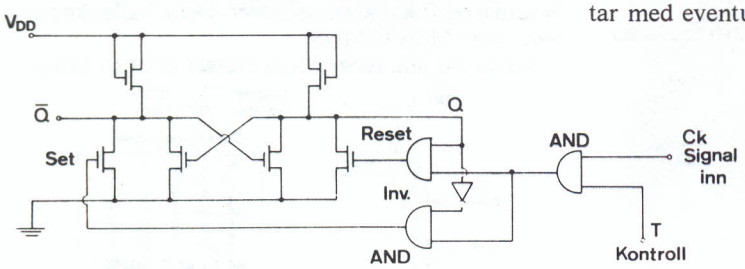
Et eksempel med NOR-porter er vist i fig. 8. Krysskoplingen mellom de to NOR-portene fører til at kretsen som helhet får to stabile likevektstilstander, karakterisert ved at utgangssignalene fra NOR-portene har motsatte logiske verdier.

Ved ytre styresignaler kan kretsen bringes til å skifte mellom disse tilstandene.

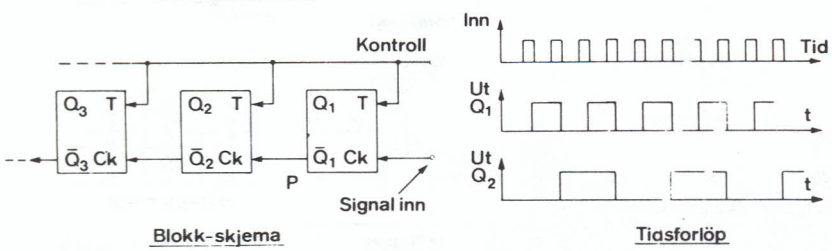
Slike bistabile trinn er viktige byggeklosser i digitale kretser, og brukes bl.a. i tellekretser, i akkumulator- og skiftregistere og som hukommelses-elementer.

Som eksempel viser fig. 9 skjematisk en binær teller bygget opp av bistabile trinn. Inngangssignalet går inn på første trinn og styres av portkretser slik at den bistabile kretsen skifter tilstand for hver inngangspuls. Utgangssignalet fra første trinn virker som inngangssignal for trinn nr. 2, osv., og da hvert trinn gir en neddeling av pulstallet med 2, vil det totale antall inngangspulser bli registrert i binær kode, med vekttall 2^N, 2^{N-1}, ...4, 2, 1.

Fig. 10 viser en enkel kombinatorisk addisjonskrets, en «halv-adder». Den består av enkle portkretser, og gir ut den binære summen (med sum og mentesiffer) av to inngangssignaler som hver kan ha verdien 0 eller 1. To «halv-addere» og en OR-krets kan kombineres til en «full adder», som også tar med eventuell mente fra foregående trinn.



Enkelt telletrinn



Blokk-skjema

Tidsforløp

Fig. 9

Binær teller.

Halv addisjon
(Uten mente)

A	B	A + B	
		Mente	Sum
0	0	0	0
0	1	0	1
1	0	0	1
1	1	1	0

Funksjonstabell

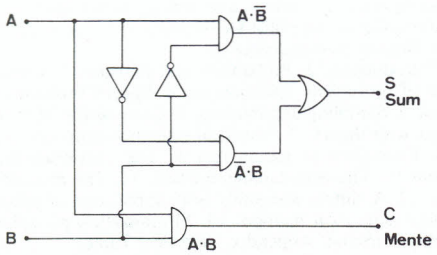


Fig.10 Kombinatorisk binær addisjonskrets.

En fullstendig addisjonskrets må inneholde hukommelseselementer, f.eks. skiftregistre, i tillegg til de kombinatoriske addisjonskretsene. Tidsrekkefølgen for de enkelte trinnene i addisjonsprosessen styres fra en klokketakt-generator.

(Fortsettes i neste hefte.)

(fortsatt fra side 26)

R.M. Santilli: Foundations of Theoretical Mechanics I. The Inverse Problem. Texts and Monographs in Physics. Berlin 1978, 266 s. Pris DM 65.-.

H. Cabannes, M. Holt og V. Rusanov (eds.): Sixth Int. Conf. on Numerical Methods in Fluid Dynamics. Lecture Notes in Physics, Vol. 90. Berlin 1979, 620 s. Pris DM 54.-.

T. Pavlidis: Structural Pattern Recognition. Springer Series in Electrophysics Vol. I. Berlin 1977, 302 s. Pris DM 43.-.

L.P. Hughston: Twistors and Particles. Lecture Notes in Physics, Vol. 97. Berlin 1979, 153 s. Pris DM 21.50.

A. Weber (ed.): Raman Spectroscopy of Gases and Liquids. Topics in Current Physics, Vol. 11. Berlin 1979, 318 s. Pris DM 59.-.

L. Ley and M. Cardona (eds.): Photoemission in Solids II. Case Studies. Topics in Applied Physics Vol. 27. Berlin 1979, 401 s. Pris DM 98.-.

R.P. Huebener: Magnetic Flux Structures in Superconductors. Springer Series in Solid State Sciences Vol. 6. Berlin 1979, 259 s. Pris DM 59.-.

M.A. Van Hove and S.Y. Tong: Surface Crystallography by LEED. Springer Series in Chemical Physics Vol. 2. Berlin 1979, 386 s. Pris DM 59.-.

P. Gütlich, R. Link og A. Trautwein: Mössbauer Spectroscopy and Transition Metal Chemistry. Inorganic Chemistry Concepts, Vol. 3. Berlin 1978, 280 s. Pris DM 76.-.

U. Müller, K.G. Roesner og B. Schmidt (eds.): Recent Developments in Theoretical and Experimental Fluid Mechanics. Berlin 1979, 642 s. Pris DM 88.-.

(forts. fra side 33)

vanskelig å popularisere innholdet i denne teorien. Desto mer gledelig er det at boka til Kaufmann foreligger. Kaufmann er nemlig uhyre dyktig når det gjelder å gjøre vanskelig teori tilgjengelig for folk uten matematisk og fysisk bakgrunn.

I boka «The Cosmic Frontiers of General Relativity» tar Kaufmann for seg mange av de siste tiårs oppdagelser innenfor astrofysikk og viser hvilke problemer forskerne innenfor relativistisk astrofysikk strever med. Boka er ganske fri for matematikk og fysiske likninger. Til gjengjeld er den desto rikere på illustrerende tegninger og lettfattelige skisser.

Særlig vil jeg framheve den stadige bruken av *rom-tidsdiagrammer* som Kaufmann benytter seg av for å vise hva som skjer i nærheten av og inne i objekter som har kollapsert. Meget positivt er det at Kaufmann har ofret så stor plass på å vise hva folk vil oppleve og observere rundt seg hvis de er dristige nok til å våge seg i nærheten av de såkalte svarte hull.

Kaufmann har også tatt på seg den vanskelige oppgaven å anskueliggjøre det såkalte Kruskaldiagrammet. Dette diagrammet viser da meget enkelt at en astronaut ikke vil oppleve noe merkelig når han krysser den livsfarlige Scwartzschild-radien til et svart hull. Men har han først kommet innenfor Schwartzschild-radien er det umulig å unngå og bli knust i singulariteten ved sentrum. Det er like så umulig som å få tiden til å stå stille. Av Kruskaldiagrammet framgår det nemlig at tid og rom så og si skifter betydning innenfor Schwartzschild-radien.

Kaufmann greier til og med å gi leseren en anelse og hva Penrose's konformale avbildningsmetode består i. For å anskueliggjøre denne matematiske operasjonen sammenlikner Kaufmann den matematiske funksjonen med en bulldozer som trykker rom-tids-kontinumet sammen helt til hele området kan observeres direkte.

Svarte hull av forskjellig type blir behandlet.

Kaufmann forteller både om svarte hull med ladning og svarte hull som roterer. Her vil det kanskje være mulig å reise gjennom singulariteten og inn i andre univers, ja til og med inn i vårt eget univers til en helt annen tid; Det roterende svarte hull vil også muligens bli framtidens energikilde, men det kan også brukes til å lage bomber!

En kan føle seg berettiget til å spørre om alle teoretiske nyvinninger innenfor realfag er beheftet med en dualistisk karakter. Oppdagelsene ser ut til å ha to sider: ei oppmuntrende og løfterik og ei skremmende og redselsfyllt. Men problemstillingen er egentlig grunnleggende feil. Kunnskap i seg selv er ikke farlig, men *anvendelsen* av kunnskap kan være farlig, og uansvarlig anvendelse er livsfarlig.

Henning Knutsen

(Forts. fra side 36)

bind i serien «Topics in Current Physics». En bred fremstilling blir gitt om røntgen-litografi, et nytt felt som er i sterk utvikling og har stor betydning for videre mikrominiatyrisering av halvlederutstyr og integrerte faststoffkretser. Det blir pekt på interessante perspektiver for videre utvikling på dette felt. Røntgen- og nøytroninterferometri behandles både fra eksperimentelt og teoretisk synspunkt, og det nevnes vel etablerte anvendelser såvel som mulige tilpasninger for utnyttelse av denne ytterst nøyaktige måleteknikk. Seksjonstopografi, basert på røntgen- eller på nøytron-diffraksjon, fremstilles ved dynamisk teori for diffraksjon, såvel ut fra planbølgeteori som fra kulebølgeteori. De teoretiske avsnitt for to sistnevnte emner er meget godt fremstilt, men for kortfattede for en førstegangs innføring i teorien. Under «Live»-topografi behandles avbildning av systemer som dislokasjonsstrukturer eller spenningsfelter i krystaller under bevegelse.

Boken er velskrevet og det er gjort et naturlig utvalg av emner. Emnene er spesielle og det stilles vel visse krav til forkunnskaper. Boken vil være til god hjelp for alle som ønsker å gjøre seg kjent med eller også gjøre bruk av de nevnte metoder og teknikker.

Harald Sørum

Z.G. Pinsker: Dynamical Scattering of X-Rays. Springer Series in Solid State Sciences, vol. 3, Springer-Verlag, Berlin — Heidelberg — New York 1978, 511 sider, kr. 261,—.

Vanlig strukturbestemmelser av krystallinske stoffer v.h.a. røntgendiffraksjon bygger på den kinematiske teori for spredning av røntgenstråler.

Krystallene er så langt fra å være perfekte at det er tilstrekkelig å se på vekselvirkningen mellom et enkelt atom og den innfallende stråle. I de senere år har det vært en økende interesse for å videreutvikle teorien for den dynamiske spredning av røtgenstråler fra perfekte krystaller hvor det tas hensyn til vekselvirkningen mellom atomet og hele bølgefeltet i krystallen. Dette har bl.a. sammenheng med utviklingen innen halvlederteknologien hvor det stilles store krav til perfektheten av en enkrystaller av Si og Ge. Røntgendiffraksjon kan her være en følsom metode til kvantitative utsagn om kvaliteten av en krystall.

Fremstillingen i den engelske utgaven av Pinskers bok bygger på teorien for dynamisk spredning slik denne er behandlet i tredje utgave av Max von Laues bok: Røntgenstrahlinterferenzen. Under virkningen av et ytre felt vil elektronettheten i krystallen bli perturbert, det oppstår en stråletetthet som kan beskrives v.h.a. Maxwells ligninger. Dielektrisitetskonstant, elektrisk susceptibilitet og polarisasjon får samme periodisitet som krystallen. I de første kapitlene behandles teorien ut fra antagelsen om bare to bølger i krystallen, mens siste kapittel tar for seg det mere generelle tilfelle med flere bølger. Forskjellige typer spektrometre, diffraktometre og interferometre er inngående vurdert. Stoffet er systematisk behandlet, og i de enkelte kapitler gis det fyldige hevisninger til tidligere arbeider. Boken vil bli hilst med glede av de teoretikere og eksperimentalfysikere som arbeider innen dette spesialområde av røntgendiffraksjon.

Nico Norman

A. G. Frodesen, O. Skjeggestad and H. Tøfte: Probability and statistics in particle physics. Universitetsforlaget 1979. (501 sider, 150 kr.)

Eksperimentell forskning er i sin natur basert på hypoteseprøving, og de eksperimentelle metoder bygger ofte på statistiske betrakninger. De vanlige laboratoriekurser i fysikk tar derfor med enkle feilanalyser, men en noe videregående undervisning har vel vært savnet av mange. For partikkelfysikere har det etterhvert blitt tilgjendelig endel litteratur av denne type. Nå foreligger det også en forholdsvis avansert og meget innholdsrik bok om sannsynlighet og statistikk skrevet av tre norske partikkelfysikere. Bokens hovedkaptiler er:

1. Introduction. 2. Probability and statistics. 3. General properties of probability distributions. 4. Special probability distributions. 5. Sampling distributions. 6. Comparison of experimental data with theory. 7. Statistical inference from normal samples. 8. Estimation of parameters. 9. The maximum-likelihood method. 10. The least-squares method. 11. The method of moments. 12. A simple case study with application of different parameters estimation method. 13. Minimization procedures. 14. Hypothesis testing. Appendix: Statistical Tables.

Som man ser av denne listen, blir de grunnleggende begreper for sannsynighetslære og statistikk gjennomgått, og statistisk teori og anvendelser av statistiske metoder blir nøye beskrevet. Forfatterne er partikkelfysikere som henvender seg spesielt til sitt eget fagmiljø, men siden boken gir en meget grundig presentasjon av generelle metoder, vil denne kunne være en avansert handbok for enhver fysiker som søker opplysninger om statistiske metoder. Boken er skrevet på et utmerket engelsk.

T. Jacobsen

INSTITUTT FOR ENERGITEKNIKK

(TIDL.: INSTITUTT FOR ATOMENERGI)

RENSETEKNIKK

Instituttet har utstrakt virksomhet i teknisk kjemi og lang erfaring i utvikling av prosesser for rensing av industriutslipp til resipient. Vi kan påta oss undersøkelser, utvikling av prosesser og prosjektering av anlegg.
Aktuelle områder:
— rensing av råvann til drikkevannskvalitet
— rensing av kommunalt avløpsvann
— rensing av prosesstrømmer og industriavløp for utslipp
— kontinuerlig overvåking av drikke- og avløpsvann

ISOTOPTEKNIKK

Instituttet står til tjeneste med målinger og undersøkelser basert på isotopteknikk.
Aktuelle områder:
— spredning av forurensninger i luft og vann
— kontroll av kommunale og industrielle rense- og avløpssystemer
— utnyttelse av vannressurser:
— grunnvannsmålinger
— vannføringsmålinger

ANALYSESERVICE

Instituttet har velutstyrte fysikalsk-kjemiske laboratorier med en moderne instrumentpark. Vår analyseservice er velutbygget.
Aktuelle områder:
— analyse av vann, slam og utslipp til resipient
— analyser av sporelementer i biologisk materiale
— utarbeidelse av analysemetoder og standarder for driftskontroll
— kontroll av naturlig stråling i bygningsmaterialer

Dette er noen av Instituttets arbeidsområder.
Kontakt oss for nærmere informasjon.

INSTITUTT FOR ENERGITEKNIKK
Kjeller

Post: Boks 40, 2007 Kjeller — Telefon: 71 25 60 — 71 35 60 — Telex: 16 361 atom n

VI LEVERER:

Syklotron
Gammaspektroskopi
Helsefysikk

FRA:

Scanditronix
Canberra
Nuclear Enterprises

Camac
Gammakamera
Datasystem
Gamma-/betatellere
Dosekalibratorer

Harshaw
General Electric
MDS
LKB/Wallac
Capinmill

VI HAR UTSTYRET!

Kontakt Nukleær-/Analyse-seksjonen

sa as solberg & andersen as

Brynsveien 5, Bryn, Oslo 6. Telefon (02) 19 10 00

Utgiverpoststed: 7034 Trondheim - NTH.

Norsk Fysisk Selskap

Formann: Dosent E. Osnes, Fysisk Institutt, Universitet i Oslo.

Styre: Dosent R. S. Sigmond, NTH, Trondheim.
Amanuensis Noralv Bjørnå, Universitetet i Tromsø.
Førstelektor T. Engeland, Universitetet i Oslo, Blindern.
Førstelektor K. Myklebost, Universitetet i Bergen.

Selskapets sekretær:
Gerd Jarrett, Fysikkavdelingen,
Institutt for energiteknikk, Boks 40, 2007 Kjeller.

Postgirokonto: 5 88 38 89.
Bankgirokonto: 5102.20.16001.

Fra Fysikkens Verden

Redaktør:
Forsker Olav Steinsvoll
Institutt for energiteknikk,
Boks 40, 2007 Kjeller

Redaksjonssekretær:
Lab.ing. Halvard Torgersen, Universitetet i Trondheim, Norges Tekniske Høgskole, 7034 Trondheim-NTH.

Redaksjonskomite:
Førsteamanuensis Tryggve Grotdal, Fysisk Institutt, Universitetet i Bergen, 5014 Bergen.
Forsker Jan Myrheim, NORDITA, NBI, Blegdamsvej 17, 2100 København Ø, Danmark.
Førstelektor Øivin Holter, Fysisk Institutt, Universitetet i Oslo, Blindern, Oslo 3.
Lektor K. Jostein Knutsen, Luftkrigsskolen, 7000 Trondheim.
1. amanuensis Ove Bratteng, Nordlysobservatoriet, 9000 Tromsø.
Professor R. Tangen, Fysisk Institutt, Universitetet i Oslo, Oslo 3.

Fra Fysikkens Verden utkommer kvartalsvis. Abonnement kan tegnes gjennom postverket eller direkte fra ekspedisjonen. Årsabonnement kr. 40.00. Årsabonnement for studenter og skoleelever kr. 20.00.

Sekretær:
Gudrun Græsmann.

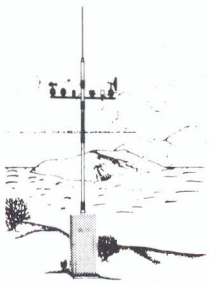
Ekspedisjonens adresse:
Fra Fysikkens Verden
Fysisk Institutt, Universitetet i Trondheim
Norges lærerhøgskole
7055 Dragvoll

Postgirokonto: 5 10 47 24
Bankgirokonto: 8601.36.12279

Data Collection.....

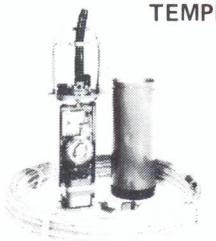
AANDERAA INSTRUMENTS has been developing and manufacturing oceanographical and meteorological data recording instruments since 1966.

The PRODUCTS are designed for long term unattended operation and are known for high quality and reliable performance.



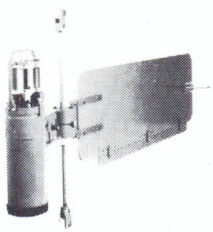
WEATHER STATION

This solar powered station is designed for automatic recording/telemetering of data. A total of 10 different sensors can be employed.



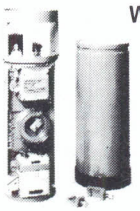
TEMPERATURE PROFILER

for recording of temperature profiles in the sea or lakes, consisting of a recording unit and an 11 point thermistor string. The string is available in lengths up to 100 meters.



CURRENT METER

for recording speed, direction and water temperature of the ocean currents. Provided with sensors for pressure and conductivity when required.



WATER LEVEL RECORDER

for determining water level by precise measurement of the hydrostatic pressure at the sea bed.

Request datasheets for detailed information.

AANDERAA INSTRUMENTS
DATA COLLECTING INSTRUMENTS FOR LAND, SEA AND AIR

FANAVEIEN 13
P.O. BOX 160
5051 BERGEN, NORWAY
TEL. (05) 27 40 30
TELEX 40049

N.T.H.-Trykk
Trondheim