

Nr. 1 - 1989

51. årgang

Fra

Fysikkens

Verden

- Uansvarlig og farlig k



Utgiver:
Norsk Fysisk Selskap

Redaktører:
Øivin Holter
Finn Ingebretsen

Innhold

Aasmund Sudbø:
OPTISKE FIBRAR – ein revolusjon i telenettet 5

Tom Henning Johansen:
KVASIKRYSTALLER – II 10

Endre Lillethun:
BIG BANG i miniformat 19

| | |
|------------------------------|----|
| In Memoriam: Ivar Holwech | 2 |
| In Memoriam: Kjell Budal | 2 |
| Fra Redaktørene | 3 |
| FFV-Panelen: Endre Lillethun | 3 |
| Trim i FFV | 4 |
| Hva skjer | 4 |
| Indeks 1988 | 13 |
| Nytt fra NFS | 24 |

Årsmøte 1989
Nye medlemmer
Bli medlem av EPS
Fysikermøtet i Bergen
Påmeldingskjema
Foreløpig program

In Memoriam

Førsteamanuensis dr.philos. Ivar Holwech 1931 – 1988



Ivar Holwech døde 7. oktober 1988. Hans tidlige bortgang er et uopprettelig tap for hans nære forskningsmiljø, hvor han deltok aktivt helt til det siste, og for oss, hans venner og kolleger, som hadde den største respekt for hans faglige og menneskelige innsikt. Man gikk alltid beriket ut av samtaler med ham. Dette skyldtes ikke bare hans spesielle evner til å finne en vei ut av vanskelige problemer, men også hans hensynsløse oppriktighet mot egne oppfatninger uten skjeling til vedtatte normer eller gjengs lære. Han var uten grenser i sin tålmodighet overfor andres utilstrekkelighet, men samtidig hensynsløs overfor falskhet og snuskeri.

Utdannet som radartekniker i England begynte han å studere ved Universitetet i Oslo, og tok cand. real. eksamen i 1957 med den første hovedoppgave i faste stoffers fysikk ved Fysisk institutt. Han ble umiddelbart ansatt som vitenskapelig assistent ved Fysisk institutt.

Her fortsatte han en kort stund sine studier av plastisk deformasjon og indre friksjon. Dette var et fagområde som opptok ham hele livet og som han kom tilbake til og arbeidet konkret med flere ganger, også under et års studieopphold ved Boeing Science Research Laboratories i Seattle i 1968.

Men Holwechs første 10 års periode ved Fysisk institutt ble først og fremst preget av oppbygningen av faststofflaboratoriet og studier av transportegenskaper i metaller. Etter et studieopphold i 1959 hos professor MacDonald ved National Research Council i Canada, utførte han sammen med sine studenter en rekke arbeider på størrelseseffekten i elektrisk ledningsevne i superrent aluminium. Han tok doktorgraden på disse arbeidene som siden er blitt stående i litteraturen som klassikere.

Tilbake fra Boeing i Seattle startet Holwech oppbygningen av et halvlederlaboratorium med vekt på II-VI halvledere og deres optiske egenskaper. Med de bevilgningene som ble stilt til rådighet i 70 årene ble dette en nesten umulig oppgave. Men sammen med studenter oppnådde han likevel verdifulle eksperimentelle resultater som ble publisert.

Holwech var alltid orientert mot grunnforskning som han mente kunne komme norsk industri til gode. Ved fremveksten av norsk oljeindustri i de senere år orienterte han seg mot petrofysikk. I den korte tid han fikk anledning til å virke på dette området, ble det utført et større eksperimentelt arbeid på elektriske egeneskaper til porøse stoffer fylt med elektrisk ledende væske, hvor fundamentale egeneskaper ble eksperimentelt avklaret. Det ble også bygget et instrument for måling av elektrisk resistivitet i væskefylte porøse plagger ved hjelp av hvirvelstrømsmetoden. Et slike instrument var sterkt ønsket av oljeindustrien og kan med tiden bli et standard instrument.

I undervisningen på instituttet gjorde han en større innsats i laboratorieundervisningen, som lå både hans hjerte og forutsetninger nær. Hans kritiske holdning til eksperimentelle målinger har satt dype spor og har vært til stor nytte for alle de studenter han har hatt gjennom årene.

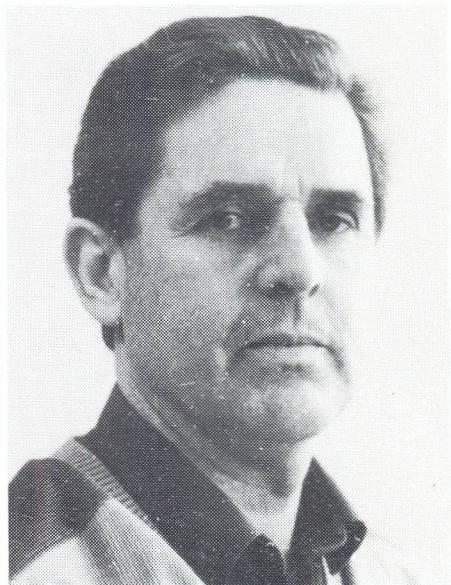
Han var meget beskjeden, og søkte ingen karriere. Han satte stor pris på sin uavhengige stilling ved Universitetet, hvor han kunne forfølge sine egne idéer uforstyrret. Utenfor hans nærmeste faglige krets var det vel få som visste om hans sterke faglige posisjon, og derfor er det et ønske fra oss som var hans nærmeste medarbeidere, at dette skal gjøres kjent og bli knyttet til hans ettermæle.

Tapet og savnet på Fysisk institutt ved Ivar Holwechs bortgang er smertelig.

Bjarne Nøst
Jens Lothe

∞

Minneord om Kjell Budal



Kjell Budal døydde 9. februar 1989 i ein alder av 55 år. Han stridde i mange år med ein alvorleg sjukdom. Men likevel var han fullt aktiv som lærar og forskar heilt til i januar i år.

Han vaks opp på Karmøy og tok examen artium i 1953 ved Rogaland off. landsgymnas, Bryne. I 1958 fullførte han sivilingeniørsamen ved NTH, linja for teknisk fysikk. Resten av levetida var han forskar og universitetslærar i fysikk, med tittel av førsteamanuensis frå 1971. Bortsett frå to år ved CERN i Geneve (1965-67) var han heile tida i Trondheim ved SINTEF eller NTH.

Kjell Budal var ein kreativ og initiativrik forskar som leverte ei rekke forslag til metodar, konstruksjonar og innretningar for å løysa tekniske problem. Han blei også opphavsmann til ein del patentar. Med sitt initiativ, både i 1973 og seinare, var han ein pådriver for å få sett i gang norsk forskings- og utviklingsarbeid med bølgjekraftverk.

Men han hadde også mange andre interesser. I åra 1959-73 arbeidde han med prinsipp for å detektera banar for elektrisk ladde partiklar, med monitor

for protonstråleintensitet, med elektroptisk omformar, med nytt system for fargefjernsyn, med akustisk strålingstrykk og med ein ny type mikrofon.

I dei siste 15 åra var havbølgje-energien hans faglege hovudinteresse, og i dette fagfeltet, der han var ein føregangsmann, fekk han eit verdskjent namn. Det var ikkje mykje han reiste, men dei gongene han tala ved internasjonale bølgjeenergimøte, leverte han framifrå gode foredrag, som blei lagt godt merke til, og som yngre forskrarar i feltet hørde på med age og beundring. På fleire måtar blei Kjell Budal sine idear banebrytande og retningsgjevande i arbeidet med utvikling av bølgjekraftverk.

Gjennom meir enn tjue år fekk fysikkstudentane ved NTH nytta godt av hans evner som lærar og forelesar.

Som menneske var Kjell Budal ein grei og omgjengeleg mann. Han var ikkje den typen som var opptatt med å stikka sin eigen person fram. Men han stod gjerne på for den saka eller dei sakene som han trudde på og som han var engasjert i. Også hans kristne livssyn fekk vi ofte møta i kvardagen.

Vi er glade for det han har fått vera for oss som menneske og som kollega.

Johannes Falnes

∞

sante her er at media ved sin reaksjon har gitt en utmerket demonstrasjon av NFS's poeng. Det var nemlig ikke NFS hovedanliggende som ble det store oppslaget, men eksemplene i begrunnelsen, spesielt programmene om drivhuseffekten. Det første presseoppslaget vi så hadde overskriften "kraftig miljørefs til NRK", med etterfølgende utblåsninger i radio og aviser.

Vi venter spent på kringkastingsrådets reaksjon. Vi hører at NFS har fått opplyst at NRK har dannet et forskningsutvalg. Det stemmer sikkert, selv om det er litt vanskelig å finne; i NRK Trondheim hevdes det at utvalget er i Oslo, og vice versa. Men uansett hvor det befinner seg håper vi det får den posisjon og den betydning i allfall NFS mener det bør ha.

Forøvrig ønsker FFVs redaksjon den stadig økende leserkrets velkommen til en ny årgang. Siden året 1989 er et jubileumsår for den franske revolusjon vil fysikerne markere dette ved et "Mini Big Bang" i verdens hittil største akselerator LEP ved CERN, en "feirirng" som de aller fleste norske partikkelfysikere, samt universitetenes verksteder, er sterkt engasjert i. Mange er kanskje ikke klar over det, men de revolusjonære franskmenn gjorde mer enn å kappe hodet av rojalister og hverandre, de bidro også til å legge grunnlaget for en naturvitenskapelig og teknologisk oppblomstring. Kanskje det store LEP prosjektet vil føre til en ny revolusjon – en vitenskapelig – der ingen mister hodet, men som bevirker at folk i revolusjonens ånd igjen begynner å tenke på "une manière plus "scientifique"".

∞

Fra Redaktørene

I forrige nummer av FFV offentliggjorde vi et brev fra styret i Norsk Fysisk Selskap til Kringkastingsrådet. Brevets hovedpoeng var en oppfordring til å "revurdere NRK's ansettelsespolitikk slik at grundig (natur)faglig kompetanse blir vurdert på linje med journalistisk dyktighet". Begrunnelsen for dette ble gitt ved eksempler fra den senere tid der "dekningen etter vår mening alt for ofte er preget av en faglig begrepsforvirring og gis en *journalistisk vri* som kan føre til misinformasjon og ubegrunnede skremslar for allmennheten".

NFS har ikke gjort noe spesielt for å lage "mediashow" om denne saken, f.eks. ved pressekonferanse eller -melding. Det viste seg da også å være unødvendig. Etter at avis- og NRK-journalister oppdaget brevet, ble det riktig livlig en stund. Det interes-

FFV-Panelet: Endre Lillethun

Fysikk i UZKET



Etter nettopp å ha avsluttet et forskningsfriår ved International Centre for Theoretical Physics (ICTP) i Trieste, Italia, kan jeg ikke motstå fristelsen til å komme med noen tanker om fysikk i de såkalte utviklingsland.

Hva har så ICTP med det å gjøre? Jo, ICTP ble grunnlagt for 25 år siden med følgende formål:

- to help in fostering the growth of advanced studies and research in physical and mathematical science, especially in the developing countries;
- to provide an international forum for scientific contacts between scientists from all countries;
- to provide facilities to conduct original research to its visitors, associates and fellows, principally from developing countries.

ICTP tar nå imot nesten 3000 fysikere fra U-land og 1500 fra I-land hvert år, til "schools, workshops, symposia and conferences". Fra nærmere 150 land kommer de for opphold fra noen dager til flere måneder.

Den betydning dette banebrytende senteret har hatt for fysikere i U-land kan neppe overvurderes.

I de senere år har ICTP fått en Office of External Activities, OEA, som har som oppgave å støtte møter av

Studer FYSIKK

ulike slag som fysikerne ønsker å arranger i sine egne land. Jeg arbeidet en del innen OEA, som nå også søker å ta del i oppbyggingen av forskningsmulighetene ved enkelt-instituttene selv.

Daglig kontakt gjennom OEA, og til sammen 5 uker tilbrakt med fysikere i 5 afrikanske land, ga meg en god innsikt i fysikernes arbeidsvilkår.

Somme tider brukes uttrykket: Norge er et U-land i forskningssammenheng. Finnes det et grunnlag for slik sammenlikning? La oss se på situasjonen i UZKET (akronym for Uganda, Zambia, Kenya, Etiopia og Tanzania som jeg besøkte ifjor).

Variasjonene i den tredje verden er naturligvis store innen fysikk også, med noen av de afrikanske land lavest, mens enkelte asiatiske og sydamerikanske ligger på et høyt nivå.

Men i UZKET som kanskje har 10 - 15 millioner innbyggere har de ett universitet med til sammen 15 - 20 fysikere. Er de heldige, har de et årsbudsjett på 30 000 kroner. Professorene har en lønn på 4-600 kroner måneden, og er derfor fullstendig avhengige av annet arbeid; gårdsbruk o.l. Er de så heldige å ha telefon ved instituttet (naturligvis bare på styrerkontoret) er de glade når den virker. Rennende vann og kontinuerlig elektrisitet er ingen selvfølge.

Vi klager ofte over våre nye studenter svikende fysikkgrunnlag. I UZKET vokser ikke barna opp som hos oss med teknikk og fysikk direkte innpå livet hele dagen, og i gymnasiet undervises fysikk "som historie". Laboratorieutstyr mangler og hvis det skulle finnes, så tør ikke lærerne bruke det. Kanskje forstår de det ikke, kanskje er de redd for at det kunne ødelegges.

Selv på universitetets undervisningslaboratorium er utstyr en manglavare og ofte i uorden, en U-lab.

I denne situasjonen finner vi intelligente, arbeidsomme, tildels entusiastiske fysikere med doktorgrader fra berømte universiteter i I-landene.

Nei, vi mister visst fullstendig sammenligningsgrunnlaget; vi, med våre hundrer av fysikere i vårt lille land, med millionbeløp til annuum og bevilgninger fra forskningsråd og industri. Kan fysikerne i UZKET komme noen vei? Må "gapet" stadig bli større? Kan vi som har det så travelt, finne mulighet for å samarbeide med dem? Sverige har gjort en stor innsats i denne sammenheng de siste 25 år. Vi

bare mer sporadisk.

Et forsknings- eller undervisningssamarbeid med UZKET på gruppe- til-gruppe-basis er nødvendig og vil være av uvurderlig betydning for dem. I denne sammenheng strekker ikke ett senter, som ICTP, til. Grupper i alle land bør delta.

Også for oss vil et slikt samarbeid virke berikende, og kanskje kan en og annen bli "avsporet" fra å drive "motefysikken" som har vært nevnt i flere FFV-paneler, og komme inn i nye tanker og idéer som skapes gjennom vekselvirkning med andre kulturer, deres problemer og deres ressurser.

Er du interessert?

∞

Trim i FFV

FFVT 1/89

Gode snekkere setter dørstopper på gulvet i en avstand fra hengslene lik 2/3 av dørbredden. Hvorfor?

Løsning FFVT 4/88

Julenøttene var et ærlig forsøk på å bedra leserne. I det første problemet er bedraget av tegnemessig art. I den nye sammensetningen som tilsynelatende gir 65 ruter skulle den diagonale streken i virkeligheten ha vært et langt og meget tynt parallellogram, hvis areal må trekkes fra totalarealet 65.

I det andre problemet er der ikke et areal for lite, arealantallet N øker virkelig med økende antall punkter som 1,2,4,8,16,31,...! Eksemplet er problemredaktørens standarddemonstrasjon av generaliseringens farer. Jeg kan nevne at antallet er summen av tre binomialkoeffisienter,

$$N = \binom{n}{0} + \binom{n}{2} + \binom{n}{4},$$

slik at den interesserte leser har en ny utfordring!

∞

Hva skjer

Fysikken i helsefaget.

Det er kjent at fysikken spiller en viktig rolle i medisinen. I en ny helsefagutdanning, Audiografi, som starter høsten 1989, vil fysikk bli en del av grunnlaget. Denne utdanningen vil administrativt bli samordnet med Ergoterapi- og Vernepleierskolen i Sør-Trøndelag.

Audiografer er medisinsk-teknisk personell med hørsel som spesialområde. Hørselmålinger og tilpasning av tekniske hjelpebidrifter for hørselshemmde er noen av audiografens viktigste arbeidsområder.

Yrket er svært allsidig, og er særlig egnet for teknisk interesserte som også ønsker å arbeide med mennesker. Fysikk vil gå inn i fagplanen i form av akustikk, elektrisitetslære og svингelære. Undervisningen vil bli både teoretisk og praktisk.

George Sundt
Høgskolelektor/
planlegger.

∞

Atomære kollisjoner - et Nordisk Symposium.

Symposiet vil bli holdt på Finse fra 8 til 11 mai i år. Hensikten er å presentere den nordiske forskningsaktiviteten innen feltet atomære kollisjoner. Hovedvekten vil bli lagt på den teoretiske beskrivelse av forskjellige sider ved ionisasjon og elektronoverføringsprosesser. Mulighetene ved nytt eksperimentelt utstyr i Århus, Stockholm og Jyväskylä vil også være et sentralt tema, sammen med koblingen mellom eksperimentell og teoretisk virksomhet.

Symposiet har, ved siden av en Nordisk komité, en lokal organisasjonskomité bestående av Jan Petter Hansen, Johannes M. Hansteen og Ladislav Kochbach.

Informasjon om symposiet kan du få ved å skrive til:

Atomfysikkgruppen
Fysisk institutt
Universitetet i Bergen
N-5000 Bergen

∞

OPTISKE FIBRAR

– Ein revolusjon i telenettet

Aasmund Sudbø *

På noen få år har optiske fibrar teke over hovudrolla som signalberar i telenettet over heile verda. Kva er dei fysiske prinzipia som ligg til grunn for denne utviklinga?

Inntil for få år sidan var det elektriske leidningar av kopar ein brukte til overføring av signal av ulike slag. Men i stadig aukande omfang blir nå optiske fibrar av kvartsglas tekne i bruk i staden. Særleg i telenettet har glasfiber visa seg å ha fordeler framfor koparleidning. Innanfor alle større byar i industrialiserte land går det i dag optiske kablar mellom mange av telefonsentralane. Det blir også lagt optiske kablar mellom dei større byane. Her i landet held Televerket på å utarbeide detaljerte planar for å knyte byar og tettstader saman med ein optisk sjøkabel rundt norskekysten, og utbygginga har alt starta rundt Oslofjorden.

Med optisk fiber kan mange tusen telefonsamtalar førast mange mil på ein leidning, utan å forsterkast på vegen. Skal like mange samtalar førast fram på ein elektrisk leidning, trengst det forsterkarar nesten for kvar kilometer. Av denne grunn blir det meir kostbart å installere og vedlikehalde elektriske kabelanlegg enn tilsvarende optiske anlegg. Av same grunn har Televerket nå stort sett sluttat å installere nye elektriske kablar mellom telefonsentralane her i landet. Alternativet til utbygging av fibersamband er i dag radiosamband. Men i tettbygde strøk er det ofte vanskeleg å bygge nye radiosamband som ikkje forstyrrar eller blir forstyrra av dei som alt finst (jfr kapasitetsproblema på mobiltelefonen i Oslo-området), og ein må bruke kabel. For avstandar på meir enn nokre få kilometer blir det då fiberkabel.

Vi skal i det følgjande prøve å få ein oversikt over korleis ein nyttar optiske fibrar til signaloverføring, særleg

i telenettet. Etter litt historisk bakgrunnsstoff tek vi for oss verkemåten, før vi gjer oss kjende med ein del av dei mest sentrale eigenskapane til fiberen som signalberar. Bakgrunnen for ei teoretisk forståing av den vanlegaste fibertypen er teken ut i eit eige avsnitt, "Bølgjeoptikk i singelmodusfiber".

Litt historie

Det var forskarar ved Standard Telecommunications Laboratories i England og ved AEG Telefunken i Tyskland som i 1966 foreslo at ein skulle bruke tynne (1/8 mm diameter er nå standard) fibrar av kvartsglas til signaloverføring. Lys skulle leiast frå sender til mottakar, og med å variere styrken på lyset skulle ein få overført det signalet ein var interessert i. Dersom glaset var reint nok, ville ein få ein leidning som kunne overføre svært mange telefonsamtalar samtidig over avstandar på mange kilometer. Denne leidningen ville vera tynn og lett, og upåverka av ytre forstyrringar som toforever eller bilar med därleg tenning. Fleire forskarar tok til å arbeide med desse ideane, og den første glasfiberen som var rein nok til å brukast for kommunikasjonsformål blei framstilt ved Corning Glass Works i USA i 1970. Corning er stadig ein hovedleverandør av optiske fibrar i verda i dag, men med hard konkurranser fra andre, særleg i Japan. Telekommunikasjonsfiber som nå blir produsert industrielt er nesten så velutvikla som fundamentale fysiske loyar tillet han å bli, om han skal vera laga av kvartsglas.

Dei første optiske sambanda mellom telefonsentralar blei installerte i andre halvdel av 1970-talet, og rundt 1980 her i landet. Alt i 1985 var det i verda installert omlag 1 million km optisk fiber til dette formålet, det meste av dette i Japan og USA. Den åttande i rekka av transatlantiske sjøkablar for telefon og datatrafikk er ein op-

tisk fiberkabel med seks fibrar (fire i bruk og to i reserve) som skal stå ferdig i 1988. Kabelen skal ha forsterkarar for kvar 53. kilometer og vil kunna overføre om lag 40 000 tovegs telefonsamtalar samtidig mellom USA og Europa. Fyrste gong vanleg telefontrafikk byrja gå på optisk fiber her i landet var i 1983 på ein sjøkabel mellom Aurland og Flåm. Det norske arbeidet med optiske fibrar vart sett i gang på Elektroteknisk avdeling ved Norges Tekniske Høgskole (NTH) i 1975. Frå 1975 til 1986 blei det ved Elektronikk-laboratoriet (ELAB) i Trondheim framstilt optiske fibrar for forskningsformål. Forskarar i dette miljøet har tilført Televerket og norsk industri svært mykje kunnskap, og gjorde sitt til at ein i Noreg ikkje var meir enn 3-5 år etter dei leiande industrilanda med å taka optisk kommunikasjonsteknologi i bruk i stor skala. Ved ELAB er det gjort eit omfattande arbeid med utvikling av målemetodar for karakterisering av optiske fibrar,

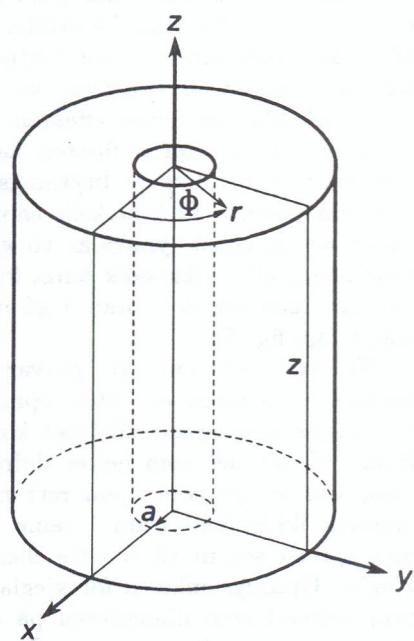


Fig.1. Utsnitt av ein fiber med kjerneradius a . Posisjonar blir gjevne i sylinderkoordinatar (r, ϕ, z) .

arbeid som er godt kjent også utanom Noregs grenser.

Når det gjeld norsk industri, har landet tre produsentar av optisk fiberkabel: Norsk Elektrisk Kabelfabrikk, Norsk Kabelfabrikk, og Standard Telefon og Kabelfabrikk. Trass i at Noreg har folk som sit inne med teknisk ekspertise på det å framstille optiske fibrar, har ikkje nokon av dei norske kabelprodusentane funne det lønsamt å framstille sjølve fiberen her i landet, og alle produsentane importerer fibrar til kablane sine.

Fysikken i optiske fibrar

For radio- og fjernsynskringkasting blir sambandet mellom sendar og mottakar bore av elektromagnetiske bølgjer med bølgjelengder frå under 1 meter og opp i over 1000 m. Synleg lys er som kjent også elektromagnetiske bølgjer, men med bølgjelengder i området 0,4 til 0,7 μm . I optiske kommunikasjonssamband kunne ein gjerne bruke synleg lys, men det vanlege er å bruke lys med bølgjelengder mellom 0,8 og 1,6 μm , altså usynleg infrraudt lys. I dagleglivet opplever vi at lys er strålar, det vil seie at lyset går i rette liner ut frå lyskjelen. Dette kjem av at bølgjelengda for lyset er så kort. Lysstrålane skifter retning dersom brytningsindeksen der lyset går forandrar seg når ein fylgjer ein lysstråle, som til dømes når lyset går frå luft til vatn eller glas. Lysstrålar vil alltid avbøyast inn mot det området som har høgast brytningsindeks. I ein optisk fiber er denne effekten utnytta ved at sentrum av fiberen, kalla kjernen, har litt høgare brytningsindeks enn resten av fiberen, kalla kappa. Dette verkar til at lysstrålar vil gå i buktingar eller sikk-sakk langs kjernen og halde seg der, utan å gå ut i kappa (sjå fig. 2).

Vi veit at om vi prøvar å sende lys gjennom ein liten opning, vil bølgjeeigenskapane til lyset koma fram. Vi får det som heiter diffrasjon, ved at lys som kjem rett mot opninga ikkje held fram i same lei, men spreier seg ut til ei vifte eller ei kjegle. Opningsvinkelen for kjegla er proporsjonal med diamETEREN på opninga og omvendt proporsjonal med bølgjelengda. På same måten vil lyset som kjem ut av ein fiber med liten kjerne ikkje koma ut langs fiberak-

Bølgjeoptikk i singelmodusfibrar

Ein optisk fiber er ideelt sett ein tynn sylinder laga av eit gjennomsiktig materiale med ein brytningsindeks som er litt høgare nær sentrum av fiberen enn utanfor. Brytningsindeksfordelinga $n(r)$ har vanlegvis også sylinderSymmetri, slik at $n(r)$ bare er avhengig av avstanden r til sentrum, og er lik for alle vinkelar ϕ (sjå fig. 1) rundt i fiberen. $n(r)$ er også avhengig av frekvensen f eller bølgjelengda $\lambda = c/f$ til lyset (c er lysfarten i vakuum). Vidare er variasjonane i $n(r)$ små, mindre enn to prosent, over tverrsnittet av fiberen. Når dette er tilfelle, er lysfelt (elektromagnetiske felt) som forplantar seg langs kjernen av fiberen tilnærma lineært og transversalt polariserte. For monokromatisk lys med frekvens $f = \omega/2\pi$ har Maxwells likningar for lysfeltet løysingar som kan skrivast

$$E(r, \phi, z, t) = R(r)e^{i(m\phi + kz - \omega t)}$$

(1)

(1) er ei bølgje som forplantar seg langs fiberen med fart ω/k . E er transversalkomponenten av det elektriske feltet i posisjonen (r, ϕ, z) (sjå fig. 1) ved tidspunkt t , m er eit heiltalet som fastlegg rotasjonssymmetri i felfordelinga, og forplantningskonstanten $k(\omega)$ og radialfordelinga $R(r)$ av feltaet må tilfredsstille ei eigenverdilikning:

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{dR}{dr} \right) +$$

$$\left[\left(\frac{\omega n(r)}{c} \right)^2 - \left(\frac{m}{r} \right)^2 \right] R = k^2 R \quad (2)$$

Ei løysing av (2) blir kalla ein bølgjeleiarmodus. Vanlegvis løyser ein (2) numerisk ved hjelp av datamaskin, men for spesielle valg av $n(r)$ kan ein finne analytiske løysingar. Eit slikt tilfelle er trinnindeksfiberen, som har $n(r) = n(0)$ for $r < a$ og $n(r) = n(\infty)$ for $r > a$ (sjå fig. 1 og 4a). a blir kalla kjerneradien i fiberen, og må vera mykke mindre enn fiberdiamETEREN. I verkelege fibrar er vi bare interesserte i lysfelt som held seg i og nær kjernen, eller i løysingar $R(r)$ som går mot null når vi går utover i kappa, og som er tilnærma lik null nær fiberoverflata og utanfor. Det er difor vanleg å sjå bort frå at $n(r)$ har ein annan verdi utanfor fiberen enn inni, og rekne at $n(r)$ alle stader utanfor fiberen er lik brytningsindeksen $n(\infty)$ i kappa. I fig. 4b er det skissert løysingar $R(r)$ av (2) i ein trinnindeksfiber for ulike bølgjelengder.

Ein normalisert kjerneradius V av brytningsindeksfordelinga i ein optisk fiber får ein dersom ein definerer

$$V = \sqrt{(I/\pi)},$$

der I er integralet over fibertverrsnittet

$$I(\omega) = 2\pi \int_0^\infty dr r \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 [n(r)^2 - n(\infty)^2] \quad (3)$$

(V blir også kalla normalisert frekvens.) Grovt sett kan ein seia at dersom $I(\omega)$ er negativ, vil (2) ikkje ha nokon løysingar. Dersom $I(\omega)$ er positiv, men liten nok, vil (2) ha ei og bare ei løysing, kalla grunnmodus. Heiltalet m må då vera lik null, og fiberen blir kalla singelmodusfiber. I ein trinnindeksfiber er f.eks. den normaliserte radien V lik $((\omega a/c)\sqrt{n(0)^2 - n(\infty)^2})$, og fiberen er ein singelmodusfiber når $V < 2,4$. Dersom V aukar, anten ved at lysbølgjelengda $\lambda = 2\pi c/\omega$ minkar, ved at brytningsindeksforskjellen $n(0) - n(\infty)$ aukar, eller ved at arealet av fiberkjernen (der $n(r) \neq n(\omega)$) aukar, så vil talet på modi auke. Dvs. at (2) får fleire ulike løysingar $R_{lm}(r)$ med ulike forplantningskonstantar k_{lm} , etter kvart for verdiar av heiltalet m som er ulik null. Slike fibrar blir kalla multimodusfibrar. I fig. 4c er $R(r)$ for to ulike modi i ein trinnindeksfiber skissert. Kvar fiber, korleis han nå er utforma, vil ha ei grensebølgjelengde λ_c som skil singelmodusområdet ($\lambda > \lambda_c$) frå multimodusområdet ($\lambda < \lambda_c$) for denne fiberen. Til telekommunikasjon brukar ein anten fibrar som er singelmodusfiber ved bruksbølgjelengda, eller så brukar ein fibrar med fleire hundre eller tusenvis av modi ($\lambda < \lambda_c$).

Som forklart i teksten er dispersjon, dette at ulike lysfrekvensar eller bølgjelengder forplantar seg med ulik fart, noko ein helst ikkje vil ha i ein optisk fiber. I tillegg til den dispersjonen ein frå naturens side har ved at brytningsindeksen $n(r)$ i glas er avhengig av lysfrekvensen, har ein i fibrar bølgjeleiardispersjon. Dette er illustrert i fig. 6 for ein trinnindeksfiber. For små lysfrekvensar har vi ein singelmodusfiber der det meste av lyset går utanfor kjernen (sjå fig. 4b). Farten ω/k som lyset går med er dermed dominert av brytningsindeksen $n(\infty)$ utanfor kjernen. Når lysfrekvensen aukar, samlar lyset seg meir i kjernen, og brytningsindeksen $n(0)$ i kjernen dominerer meir. Lenge før lysfrekvensen blir så stor at lyset blir godt samla i kjernen kjem vi inn i multimodusområdet til fiberen. Av fig. 6 går det fram at vi har minst bølgjeleiardispersjon når brytningsindeksforskjellen mellom kjerne og kappa er minst. I den vanlegaste typen singelmodusfiber er brytningsindeksforskjellen så liten at det er dispersjonen i glaset og ikkje bølgjeleiardispersjonen som dominerer.

sen, men innanfor ei kjegle med opningsvinkel som ikkje kan vera mindre enn ein vinkel som er proporsjonal med høvet mellom diametren på lysbunten inni fiberen og lysbølgjelengda. Inni fiberen er då fordelinga av lysintensitet over fibertverrsnittet uttrykk for ei likevekt mellom to effekta: Det at lyset helst vil spreia ut, og det at kjernen, med høgast brytningsindeks, vil samle det. Når fibertverrsnittet er lite nok og/eller forskjellen på brytningsindeks i kjerne og kappe er liten nok, får ein dette til med bare ei einaste fordeling av lyset over tverrsnittet av fiberen, ei fordeling som då forplantar seg uforandra bortetter fiberen. (Matematisk kjem dette fram som forklart i avsnittet "Bølgjeoptikk i singelmodusfibrar".) Ei slik fordeling heiter ein forplantings- eller bølgjeleiarmodus, og ein slik fiber blir difor kalla singelmodusfiber. Alle andre fibertypar, d.v.s. dei med større kjerndiameter, blir kalla multimodusfibrar. Optiske fibrar av kvartsglas har typisk ein ytterdiameter på $125\mu\text{m}$. Kjerndiameteren er ca. $10\mu\text{m}$ i singelmodusfibrar, og $50\mu\text{m}$ eller meir i multimodusfibrar. I singelmodusfibrar er brytningsindeksen omlag 0,3% større i kjernen enn i kappa, medan tilsvarende tal for ein multimodusfiber er mellom 1 og 2%. Singelmodusfibrar er dei som har best eigenskapar for overføring av optiske signal langs fiberen. Ulempa med dei er at kjerndiametren er så liten at alt som har å gjera med samankoppling av og tilkoppling til singelmodusfibrar må lagast svært nøyaktig og dermed lett bli dyrt.

Dei mest sentrale eigenskapane til ein signalleiar er dempninga (dvs kor mykje svakare signalet er etter å ha gått ein viss avstand) og dispersjonen (dvs kor mykje lengre ein kort signapuls har blitt etter å ha gått ein viss avstand). Dempninga i rein kvarts er vist som funksjon av bølgjelengda i fig. 3. For bølgjelengder kortare enn $1,3\mu\text{m}$ er dempninga dominert av lysspreeing. På ein mikroskopisk skala er ikke glas eit homogent materiale, det har små lokale tettleiksvariasjonar, og desse gjer at ein liten del av lyset som går i glaset blir spreidd ut i alle retningar. Effekten blir kalla Rayleighspreeing, og er sterkest ved korte bølgjelengder. (Den same fysikalske effekten gjev himmelen blåfarge.) Når ein går til lengre

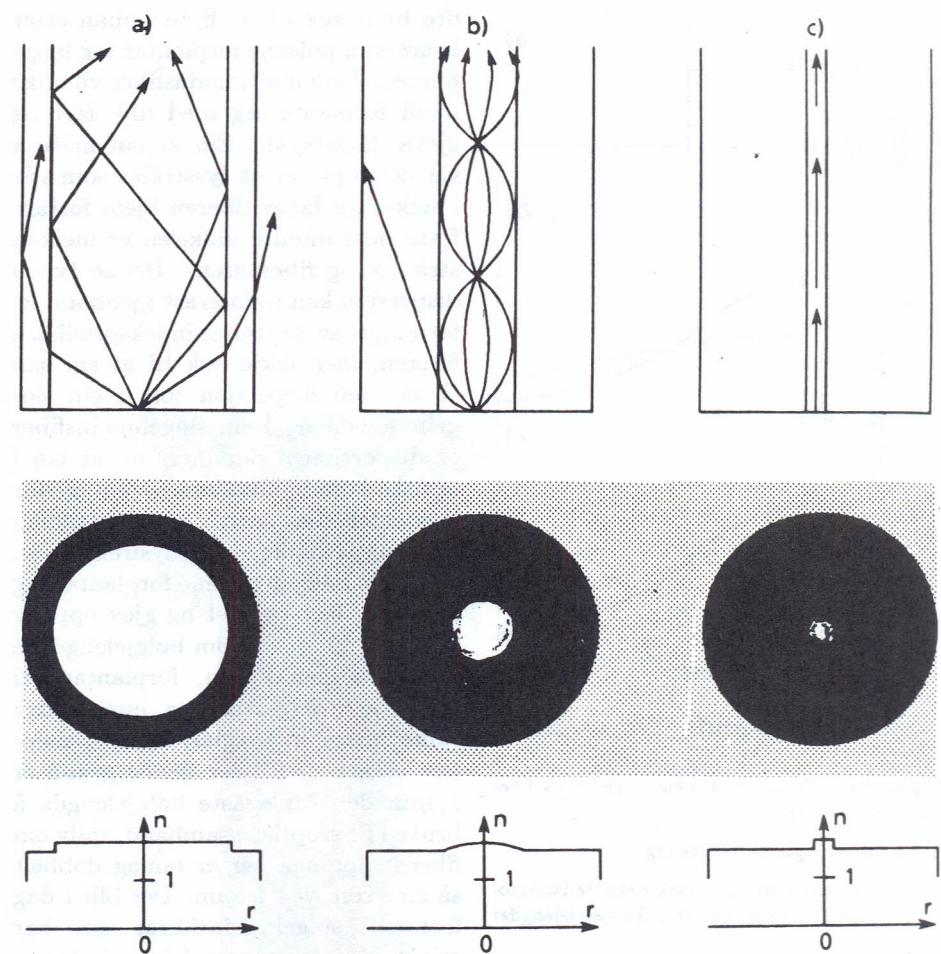


Fig.2. Lysstrålegang (over), lysfordeling (i midten) og brytningsindeksfordeling (under) i multimodusfiber (a og b) og singelmodusfiber (c).

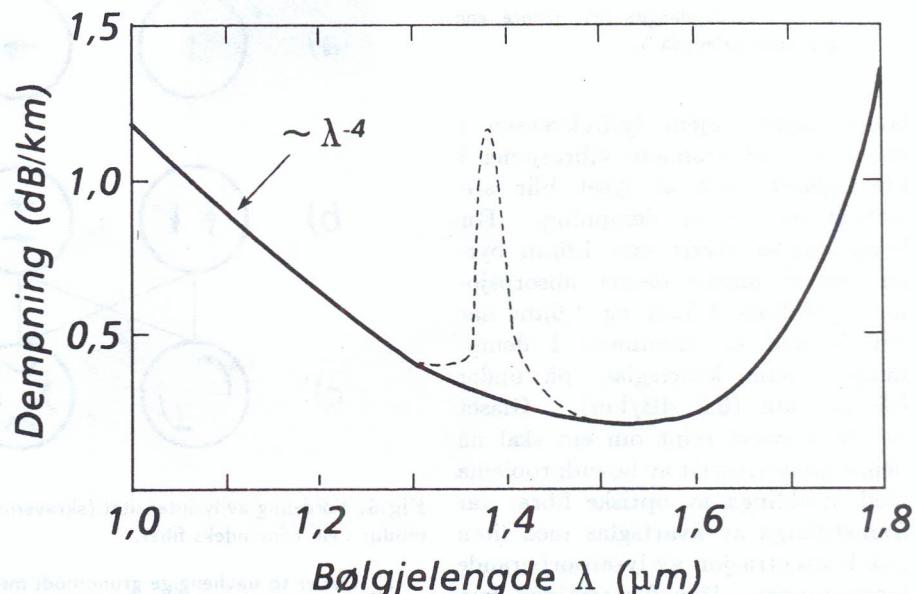


Fig.3. Dempningskarakteristikk for rein kvarts (—). Typisk tilleggsdempning fra hydroksyl-forureining (- - -) i industrielt produsert singelmodusfiber.

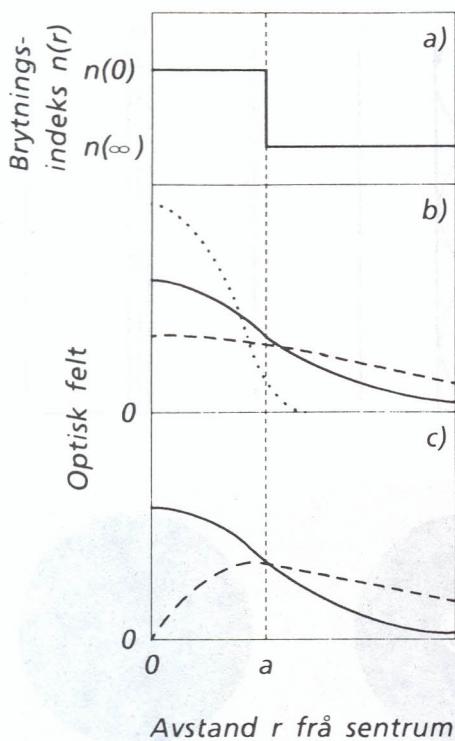


Fig.4. Sentrale storleikar i ein singelmodusfiber med trinn indeks.

a) Brytningsindeksfordeling

b) Fordeling av den elektriske feltkomponenten i lyset, for tre ulike bølgjelengder

$$\begin{array}{ll} \dots & \lambda \ll \lambda_c \\ -\cdots & \lambda \approx \lambda_c \\ -\cdots & \lambda \gg \lambda_c \end{array}$$

λ_c er grensebølgjelengda for singelmodusområdet i fiberen.

c) Feltfordeling for grunnmodus (—) og fyrste ordens modus (- - -) for ei bølgjelengde litt mindre enn grensebølgjelengda λ_c .

bølgjelengder, kjem lysfrekvensen i resonans med atomære vibrasjoner i kvartsglaset, slik at lyset blir absorbert og ein får demping. For bølgjelengder større enn $1,6\mu\text{m}$ byrjar ein å merke denne absorpsjonen. Mellom $1,5\mu\text{m}$ og $1,6\mu\text{m}$ har ein dermed eit minimum i dempinga i reint kvartsglas, på under 5% per km (0,2 dB/km). Glaset må vera svært reint om ein skal nå denne grensa, og eit av hovudproblema med utviklinga av optiske fibrar var framstillinga av kvartsglas med liten nok konsentrasjon av lysabsorberande forureiningar. Den forureininga som har vore mest plagsam er hydroksyl, som absorberer lys i heile bruksområdet til fiberen, med ein sterk topp nær $1,4\mu\text{m}$ (sjå fig. 3).

Med stor dispersjon vil to signalpulsar sendt ut like etter kvaran-

dre breie seg ut og flyte saman etter kvart som pulsane forplantar seg langs fiberen. I ein multimodusfiber vil ulike modi forplantne seg med ulik fart og gjeva dispersjon. Ein annan måte å sjå dette på, er at lysstrålar som går i sikk-sakk langs fiberen kjem fortare fram dess mindre vinkelen er mellom strålane og fiberaksen. Denne typen dispersjon kan reduserast gjennom utforminga av brytningsindeksprofilen i fiberen, men ikkje nok til at ein kan få så liten dispersjon som i ein singelmodusfiber. I ein singelmodusfiber er dispersjonen dominert av at ein i optiske kommunikasjonssystem nyttar lyskjelder som sender ut ei blanding av bølgjelengder eller lysfrekvensar. Dei ulike bølgjelengdene forplantar seg med ulik fart i glaset og gjev opphav til dispersjon. Dersom bølgjelengdene er samla nær $1,3\mu\text{m}$, forplantar dei ulike bølgjelengdene seg med omlag same fart i kvartsglas, og dispersjonen er nær null. Av denne grunn er $1,3\mu\text{m}$ den vanlegaste bølgjelengda å bruke i fiberoptiske samband, sjølv om fiberdempninga her er omlag dobbelt så stor som ved $1,5\mu\text{m}$. Det blir i dag framstilt singelmodusfibrar som har minst dispersjon nær $1,5\mu\text{m}$ i staden for ved $1,3\mu\text{m}$. I desse fibrane er brytningsindeksfordelinga i kjernen ut-

forma spesielt for å påverke dispersjonen. Også denne typen fiber blir produsert industrielt. Singelmodusfiberen er så veleigna som signalberar mellom anna fordi han faktisk kan produserast i store mengder med så god kvalitet at det ikkje er produksjonsprosessen, men fysikalske eigenkapar til glaset han er laga av som set grensene for kvaliteten.

Når ein skal framstille optiske fibrar, er det framfor alt brytningsindeksfordelinga ein må ha kontroll med. Dette er særleg viktig om ein vil laga multimodusfibrar med liten dispersjon, eller singelmodusfibrar med samanfallande minimum i dispersjon og demping nær $1,5\mu\text{m}$ bølgjelengde. Den vanlegaste singelmodusfiberen, med minimum dispersjon nær $1,3\mu\text{m}$, er lettare å framstille, fordi han blir mindre påverka av avvik i brytningsindeksfordelinga frå den ideelle. Eit grunnleggjande problem er at alle kjende tilsettingar vil gjeva tilleggsdempning i kvartsglas. Men ein er nøydd til å bruke tilsettingar for å forandre brytningsindeksen. Germanium blir ofte nytta for å auke brytningsindeksen, og fluor for å minke han, fordi ein har funne at desse tilsettingane gjev lite tilleggsdempning. Singelmodusfibrar har

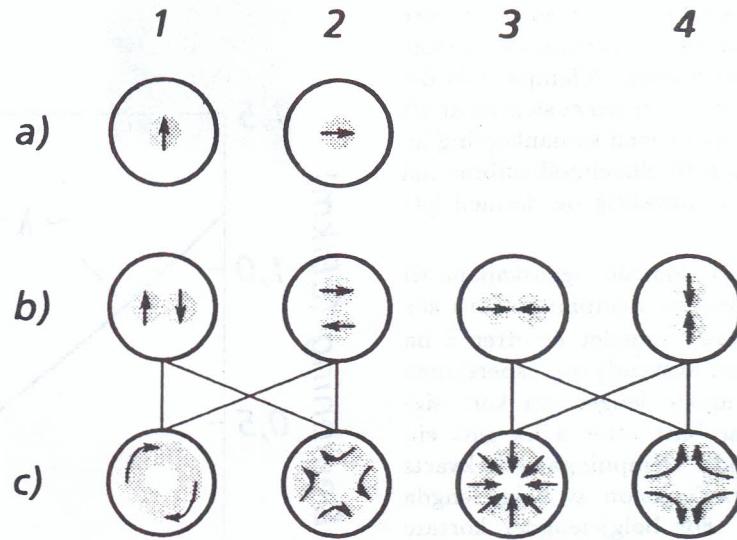


Fig.5. Fordeling av lysintensitet (skravering) og polarisasjon i grunnmodusen og fyrste ordens modus i ein trinnindeks fiber.

- Det er to uavhengige grunnmodi med ortogonal polarisasjon.
- Det er to uavhengige orienteringar av lysfordelinga, kvar med to uavhengige polarisasjonar, slik at det er i alt fire fyrste ordens modi.
- Fyrste ordens modi, slik dei kjem fram i cylinderkoordinatar.

Dei lineærpolariserte modiane b) kjem fram som symmetriske og antisymmetriske lineærkombinasjonar av modiane c), som vist med rette liner.

mindre brytningsindeksforskjell mellom kjerne og kappe, og altså mindre tilsettingar og dermed mindre tilleggsdempning enn multimodusfibrar. Ein kan likevel ikkje bruke for lite tilsettingar, for då blir lyset for svakt bunde til kjernen, slik at det strålar ut når fiberen bøyjer seg. Derved aukar dempinga for eksempel i fiberkvæilar eller der fiberen buktar seg inni ein kabel. Av omsyn til bøyetaket blir derfor singelmodusfiber laga med så høg brytningsindeks i kjernen som råd er, det vil seie slik at grensa for singelmodusområdet ligg nær den bølgjelengda som fiberen skal brukast ved. På den måten blir lyset best mogeleg samla i kjernen (sjå fig. 4b) og bøyetaket blir minst.

Med mindre ein har bruk for å nå lengre enn 50 km utan forsterkar, blir i praksis lys med $1,3\mu\text{m}$ bølgjelengde brukta. Dersom avstanden er liten nok, blir også bølgjelengder mellom $0,8\mu\text{m}$ og $0,9\mu\text{m}$ brukta, sjølv om dempinga ved $0,8\mu\text{m}$ er meir enn 50% pr. kilometer (2-5 dB/km). Gode lyskjelder (av galliumarsenid) og mottakarar (av silisium) er lettare og billegare å laga for $0,8\mu\text{m}$ enn for lengre bølgjelengder. Med denne bølgjelengda nyttar ein også tykkare multimodusfibrar og, for korte avstandar, plastfibrar. Før 1980 brukta ein rundt i verda berre multimodusfiber og lys med $0,8\mu\text{m}$ bølgjelengde i optiske telekommunikasjonssamband. I 1983 byrja ein å taka singelmodusfiber i bruk for fullt, og alt i 1985 gjekk også det norske televerket over

til å bruke bare singelmodusfiber og $1,3\mu\text{m}$ bølgjelengde. Samtidig blir det stadig meir vanleg å bruke optiske fibrar til kortdistansekomunikasjon som for eksempel datakommunikasjon.

skje ikkje vi fysikarar dei som er best skikka.

Referansar

For dei som er interesserte i å lesa meir om fiberoptikk, finst det eit utal oversiktsartiklar og lærebøker. Nedanfor er eit lite utval. (1) er ei enkel praktisk orientert bok for ingeniørar som skal installere optiske kommunikasjonssystem. (2) er det eit kvalitativt, kortfatta kapitel om fibrar. (3)-(7) er innføringsbøker med ein del teori, medan (8) er ein kort og konsis innføringsartikkel for dei med bakgrunn i telekommunikasjon. (9) er rein teori, og (10) og (11) er mursteinar med teori. Ein ting å vera klar over er at sidan det bare er dei siste åra at singelmodusfibrar er tekne i bruk, inneheld lærebøker om optisk kommunikasjon frå før 1983 som (3) og (4) vanlegvis lite om slike fibrar. Unntak er reine teoretiske verk som (9) og (10).

- Edward A Lacy, *Fiber Optics*, Prentice-Hall, Englewood Cliffs, New Jersey, USA 1982.
- J Wilson and J F B Hawkes, *Optoelectronics: An Introduction*, Prentice-Hall, Englewood Cliffs, New Jersey, USA 1983.
- John E Midwinter, *Optical Fibers for Transmission*, John Wiley & Sons, New York 1979.
- A B Sharma, S J Halme, and M M Butusov, *Optical Fiber Systems and their Components: An Introduction*, Springer, Berlin 1981.
- Luc B Jeunhomme, *Single-Mode Fiber Optics: Principles and Applications*, Marcel Dekker, New York 1983.
- John Gowar, *Optical Communication Systems*, Prentice-Hall International, London 1984.
- John M Senior, *Optical Fiber Communications: Principles and Practice*, Prentice-Hall International, London 1985.
- Paul S Henry, *Lightwave Primer*, IEEE J Quantum Electronics, QE-21: 1862-1879 (1985).
- J M Adams, *An Introduction to Optical Waveguides*, John Wiley & Sons, Chichester, England 1981.
- H G Unger, *Planar Optical Waveguides and Fibers*, Clarendon Press, Oxford 1977.
- Allan W Snyder and John D Love, *Optical Waveguide Theory*, Chapman & Hall, London 1983.

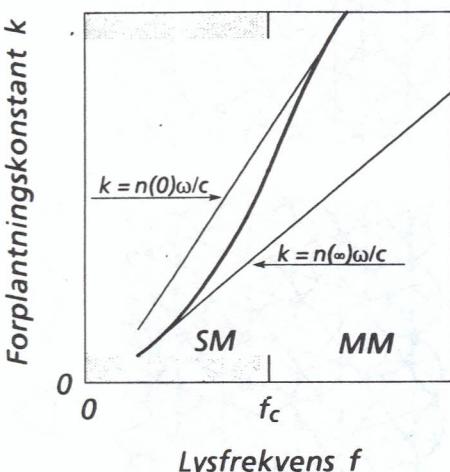


Fig.6. Dispersjonsrelasjon $k(\omega)$ (sjå likning (2)) for grunnmodusen i ein trinnindeksfiber utan materialdispersion i kjerne eller kappe. Singelmodusområdet for fiberen er

$$0 < f = \omega/2\pi < f_c = c/\lambda_c$$

KVASIKRYSTALLER - II

Tom Henning Johansen *

Første del av artikkelen, FFV 4/88, viste hvordan en 1D kvasiperiodisk struktur (kvasikrystall) kan konstrueres ved en projeksjon av et sett utvalgte punkter i et regulært 2D gitter inn på en linje med et irrasjonalt stigningsforhold. I denne delen vil vi utvide analysen til krystaller der $D \geq 2$.

Vi fant at diffraksjon fra en 1D Fibonacci kjede — strukturen man får som resultat når stigningstallet er $1/\tau$, der $\tau = (\sqrt{5} + 1)/2$ dvs. det gyldne forhold, gir et Bragg mønster som har vesentlige trekk felles med diffraksjonsbilder fra en virkelig 3D kvasikrystall med ikosaedrisk symmetri. Fra analysen av den 1D kvasikrystallen er det klart at den langtrekende ordningen av atomposisjonene, som er selve kilden til skarpe Bragg reflekser, har sitt opphav i symmetrien til det regulære 2D gitteret benyttet ved konstrusjonen.

For nå å utvide analysen til $D \geq 2$, er én mulighet at vi studerer projeksjoner av periodiske strukturer i enda høyere dimensjoner. Tenk f.eks. på en regulær 3D stabling av terninger, og la den bli snittet av et plan. Behold så de terningene som får sin toppflate inkludert i snittet. Hvis planet har en irrasjonal helning kan resultatet bli seende ut som vist på figur 1. Vi ser her projeksjonen av de utvalgte terningene inn på planet. Legg merke til at planet er dekket på en ikke-periodisk måte av en mosaikk bestående av 3 ulike geometriske former. Mosaikk mønsteret er relatert til Penrose mønsteret, som vi husker består av kun 2 former. For å lage Penrose mønsteret viser det seg at man må projisere fra 5D! P. Bak har demonstrert⁽²⁾ på en elegant måte hvordan den ikosaedriske kvasikrystallen resulterer fra en projeksjon av et 6D periodisk gitter.

Det finnes også en annen måte å generalisere konstruksjonen på, og som er mindre abstrakt. Her kan man gjøre direkte bruk av det vi allerede

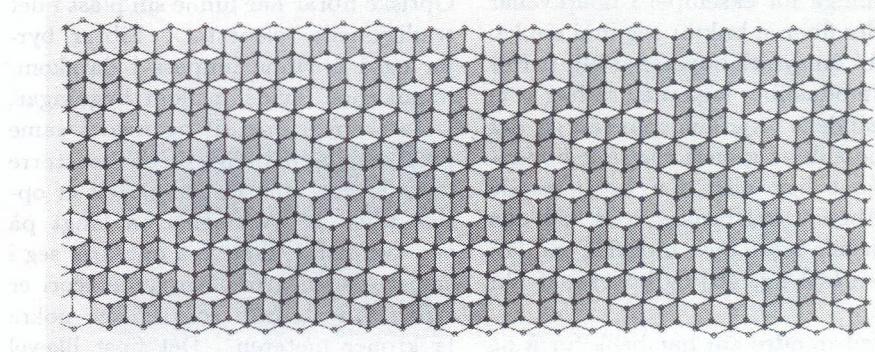


Fig.1.Kvasiperiodisk oppdeling av planet konstruert ved prosjeksjon av en 3D periodisk stabling av terninger (fra ref.1).

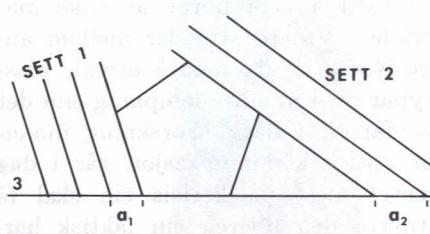


Fig.2.Sett av linjer orientert parallelt med sidene i en regulær pentagon. Linjene innen hver sett er parallelle og ordnet periodisk med en avstand lik 1.

vet om den 1D kvasikrystallen, så la oss derfor se på den i mer detalj.

2- og 3D Kvasikrystallografi

Betrakt først figur 2, som viser to sett periodiske gitter linjer orientert parallelt med sidene i en pentagon. Avstanden mellom skjæringspunktene med en tredje linje har for de to settene ulike verdier, nemlig henholdsvis

$$a_1 = \frac{1}{\sin 2\pi/5} \quad \text{og} \quad a_2 = \frac{1}{\sin \pi/5}.$$

Dersom man tegner inn alle linjene i settene 1 og 2 vil man se at skjæringspunktene med linje 3 vil komme tilfeldig nær hverandre. Dette skjer fordi forholdet mellom intervallene a_1 og a_2 er irrasjonalt. Faktisk er det lik

$$a_2/a_1 = \tau.$$

Denne følger naturligvis fra at $\tau^2 = \tau + 1$. Det er dermed ikke mulig å få et regulært 2D gitter ved å projisere et 3D periodisk stabling av terninger.

Vi ledes derfor til å bytte ut de periodiske linjene med sett av linjer separert med intervaller som følger en Fibonacci sekvens. Fra en fysikers synspunkt kan motivasjonen være at atomer plassert i gitterpunkter med en vilkårlig liten avstand ikke kan være en modell for et realistisk materiale. Med planet fylt av 5 sett Fibonacci linjer får man en struktur som er vist i figur 3a. Linjemønsteret kalles et Am-

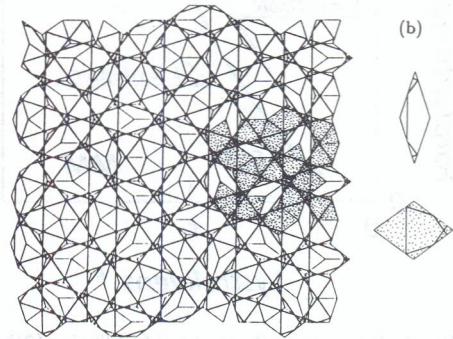
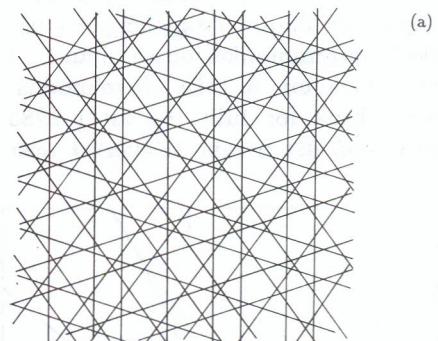


Fig.3.(a) Ammann kvasigitter. (b) Penrose mønsteret og Ammann linjene representerer duale oppdelinger av planet. Penrose rombene er dekorert med linjestykker som tilsammen danner 5 sett av linjer i en Fibonacci sekvens.

*Fysisk Institutt UiO.

mann kvasigitter. Vi ser at kvasigitteret har den egenskapen at bare noen få typer geometriske former inngår i oppdelingen av planet, og avstanden mellom gitterpunkter har dermed en nedre grense.

Det bør understrekkes at ikke alle mulige sett av kvasiperiodisk separate linjer vil ha denne merkverdige egenskapen. "Knepet" virker ikke hvis man velger å basere det 5-tallige linjemønsteret på en kvasiperiodisk sekvens generert ved f.eks.

$$\tan \theta = \sqrt{2} - 1$$

i konstruksjonen beskrevet i del I. De intervallene man her får gir derimot et Ammann-lignende gitter når 8 sett av slike linjer rettes inn etter en regulær 8-kant.

Fra det pentagonale Ammann kvasigitteret er det en én-til-én korrespondanse med det mer berømte Penrose mønsteret. Hvis man gjør substitusjonen som er vist på figur 3b, får man en mosaikk av to typer romber som er identisk med Penrose mønsteret. Motsatt kan man se på Ammann linjene som en dekorasjon av flisene i Penrose mosaikken. De to måtene å dele opp planet på er derfor duale.

Vi plasserer nå spredende objekter i hvert gitterpunkt på Ammann kvasigitteret. Disse har da en posisjonsvektor, \mathbf{r} , gitt ved at den ender i skjæringpunktene mellom medlemmer i to sett Fibonacci separate linjer, slik figur 4 antyder. La \mathbf{e}_i være enhetsvektorene som peker mot sidene i pentagonen,

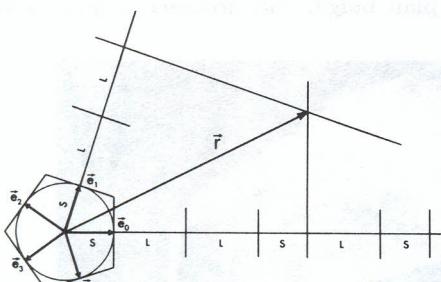


Fig.4. Posisjonsvektor til et Ammann kvasigitterpunkt. Intervallene L og S følger en Fibonacci sekvens.

$$\mathbf{e}_i = (\cos 2\pi i / 5, \sin 2\pi i / 5),$$

$$i = 0, 1, 2, 3, 4.$$

Da er \mathbf{r} den simultane løsning av to ligninger

$$\mathbf{r} \cdot \mathbf{e}_i = r_n \text{ og } \mathbf{r} \cdot \mathbf{e}_j = r_{n'}.$$

Projeksjonene r_n og $r_{n'}$, som altså beskriver Fibonacci sekvensene, er som tidligere gitt ved

$$r_n = n + \frac{1}{\tau} INT[\frac{n}{\tau}],$$

$$n = \text{heltall.}$$

Ved enkel algebra finner man at

$$\mathbf{r} = r_n \mathbf{u}_{ij} + r_{n'} \mathbf{u}_{ji}.$$

De nye basis vektorene \mathbf{u}_{ij} vil man se peker parallelt med den j'te side i pentagonen, og på en slik måte at projeksjonen inn på \mathbf{e}_i har lengde 1.

Spredningsamplituden fra den 2D kvasikristallen blir dermed (se artikkel I i FFV 4/88):

$$\begin{aligned} A(\Delta \mathbf{k}) \propto & \sum_{\mathbf{r}} e^{i \mathbf{r} \cdot \Delta \mathbf{k}} \propto \\ & \sum_{i < j} \left[\sum_n e^{i(\Delta \mathbf{k} \cdot \mathbf{u}_{ij}) r_n} \times \right. \\ & \left. \sum_{n'} e^{i(\Delta \mathbf{k} \cdot \mathbf{u}_{ji}) r_{n'}} \right], \end{aligned}$$

som består av summer vi drar kjensel på. Hver av de to faktorene er på nøyaktig samme form som spredningsamplituden i det 1D tilfellet. Vi kan dermed direkte konkludere at $A(\Delta \mathbf{k})$ blir ikke-null, dvs. vi får Bragg reflekser, når spredningsvektoren $\Delta \mathbf{k}$ tilfredsstiller

$$\Delta \mathbf{k} \cdot \mathbf{u}_{ij} = \frac{2\pi}{\bar{a}}(p + \frac{q}{\tau})$$

og

$$\Delta \mathbf{k} \cdot \mathbf{u}_{ji} = \frac{2\pi}{\bar{a}}(r + \frac{s}{\tau}),$$

$$p, q, r, s = \text{heltall},$$

der som før $\bar{a} = 1 + 1/\tau^2$.

Dette er relasjoner som generaliserer de konvensjonelle Laue betingelsene for konstruktiv interferens ved spredning fra periodiske strukturer.

Igjen er det mulig å kontrollere våre beregninger ved å foreta et enkelt eksperiment av typen Youngs interferens forsøk, slik som beskrevet i artikkelsens del I. Figur 5 viser vår 2D kvasikristall⁽³⁾ bestående av 920 sirkler plassert i 1. kvadrant av et Ammann kvasigitter. Ved spredning av laserlys får man som resultat diffraksjonsbildet som vi ser under. Vi kjenner straks igjen Bragg reflekserne fra

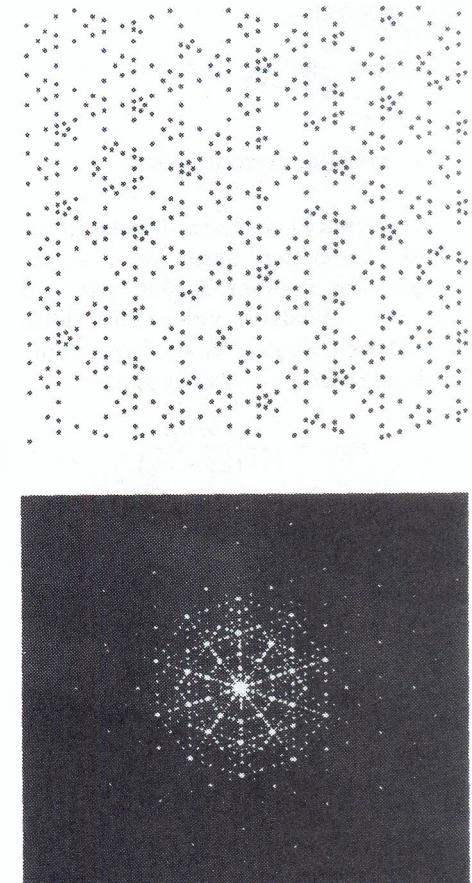


Fig.5.(over) 2D Ammann kvasikrystall, og (under) resulterende diffraksjons mønster.

det 1D strekgitteret når vi betrakter reflekser langs linjer gjennom senterpunktet. I tillegg ser vi at dette bildet inneholder et nytt element, nemlig det har en rotasjonssymmetri. Diffraksjons mønsteret har 10-foldig symmetri om senterpunktet. Det er en direkte konsekvens av at Ammann linjene ble orientert langs sidene i en regulær pentagon. Sammenligner man med diffraksjonsbildene fra reelle kvasikristaller finner man nå store likhetstrekk i mønsterene.

Som i det 1D tilfellet er Bragg reflekserne fordelt over hele bildet. For å indisere reflekserne må 4 heltall (p, q, r, s) spesifiseres. Det er karakteristisk for kvasikristaller at antall indeks er større enn dimensjonaliteten på rommet som inneholder strukturen. Dette reflekterer det faktum at kvasiperiodiske strukturer kan konstrueres ved projeksjoner fra høyere dimensjonale rom (hyperrom).

For å reproduusere alle diffraksjonsmønstrene man får fra Shechtmans materiale (Shechtmanitt) trenges et sett av stjernevektorer \mathbf{e}_i , som beskriver den fulle 3D ikosaedriske symmetri. Man finner at følgende enhetsvektorer har denne egenskapen⁽⁴⁾

$$\mathbf{e}_i = \frac{1}{\sqrt{1 + \tau^2}} (0, \tau, \pm 1)$$

+ sykliske permutasjoner.

Gitterpunktene i den 3D kvasiperiodiske strukturen ligger nå i skjæringspunkter mellom 3 plan gitt ved $\mathbf{r} \cdot \mathbf{e}_i = r_n$. Analysen videre blir i dette tilfellet helt analog til de foregående. Basisvektorene blir denne gang

$$\mathbf{u}_{ijk} = \frac{\mathbf{e}_j \times \mathbf{e}_k}{\mathbf{e}_i \cdot (\mathbf{e}_j \times \mathbf{e}_k)},$$

og spredningsamplituden blir bestående av produkter med 3 faktorer, alle på den samme formen vi kjenner fra før. Resultatet blir derfor at Bragg refleksene bestemmes av 3 generaliserte Laue betingelser. Refleksene fra den ikosaedriske strukturen må derfor angis med 6 indekser. I alle tilfellene vil Fibonacci tallene være assosiert med de mest lyssterke refleksene.

Vi har nå sett i detalj hvorledes den langtrekkende ordningen av atomer tenkes å være i én spesiell, og meget viktig, klasse av kvasikristaller. La oss for et øyeblikk gå tilbake til konstruksjonen av vår 1D kvasikrystall. Vi skal være klar over at vi ved vårt valg av projeksjonslinje, $\cot \theta = \tau$, begrenset kombinasjonene av L'er og S'er ganske betraktelig. Fibonacci sekvensen vil f.eks. aldri inneholde deler av typen -LSSL- eller -SLLS-. For å lage slike, og mange andre nye, kan man velge en annen stigningsvinkel θ på linjen. Videre kan vi også variere strukturen i det underliggende periodiske gitteret, som selvagt ikke trenger å være kvadratisk. Gjør man dette, vil posisjonene langs projeksjonslinjen være gitt ved den generaliserte formelen

$$r_n = n + \alpha + \frac{1}{\rho} \text{INT}\left[\frac{n}{\sigma} + \beta\right].$$

Basert på denne kan man så produsere en mengde ulike kvasigittersystemer, selv om man bare holder seg til f.eks. pentagonal symmetri. De resulterende strukturene er karakterisert ved å tilhøre klasser av lokal isomorfi (LI). To inndelinger av rommet er i samme LI klasse hvis og bare hvis hver endelige konfigurasjon av celler i én også er å finne i den andre. Eksem-

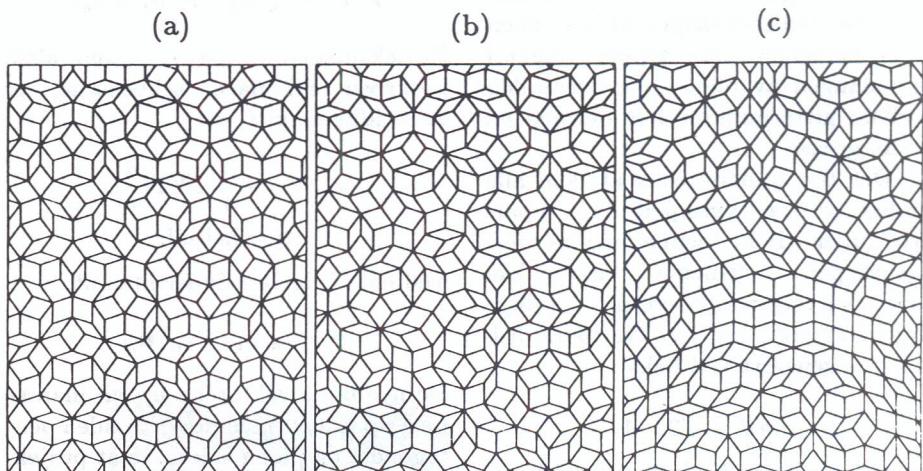


Fig.6. Ulike LI klasser. (a) Penrose mønsteret, (b) Penrose-lignende mønster som avviker ved å ha vilkårlige fase parametre α og β , og (c) er laget ved å sette $\rho = 1/4\sqrt{2}$, $\sigma = 3\sqrt{3}$, dvs. Ammann linjene er ikke separert i Fibonacci sekvenser (fra ref.5).

pler på 3 ulike LI klasser basert på 5 sett gitterlinjer er illustrert i figur 6.

To strukturer i ulike LI klasser vil ha forskjellige intensiteter i Bragg mønsteret. Uheldigvis interfererer dette med effekten av at strukturens elementære celler inneholder en mer komplisert atomær fordeling. Av den grunn er det vesentlig vanskeligere å bestemme atomenes posisjoner i en reell kvasikrystall sammenlignet med ordinære krystaller.

Med dette avrunder vi diskusjonen av de strukturelle aspektene ved kvasikristaller. Oppdagelsen av disse strukturerne er i en viss forstand oppdagelsen av en "missing link" mellom de periodiske krystallene og de fullstendig uordnede, eller glasslignende, strukturerne. Noen liker å trekke parallelle mellom den nye utvidelsen av krystallografi med innføringen av irrasjonale tall i matematikken.

Fysiske egenskaper

På den makroskopiske skala kan en reell kvasikrystall se ut som vist i figur 7. I likhet med regulære krystaller har kvasikristallen også utviklet karakteristiske fasetter, som opplagt reflekterer en langtrekkende ordning av dens bygge elementer. Hva med alle de andre makroskopiske egenskapene til disse materialene? Den ikke-periodiske ordningen av atomene innebærer at et helt nytt rammeverk må utvikles på svært mange områder hvis man skal forstå eller være i stand til å forutsi oppførselen. Dette arbeidet har bare såvidt startet.

Av fundamental betydning er selvagt hvilke vibrasjonsegenskaper et slikt gitter av atomer har. Det synes klart at det vanlige begrepet plan bølge, eller fononer, ikke er rel-

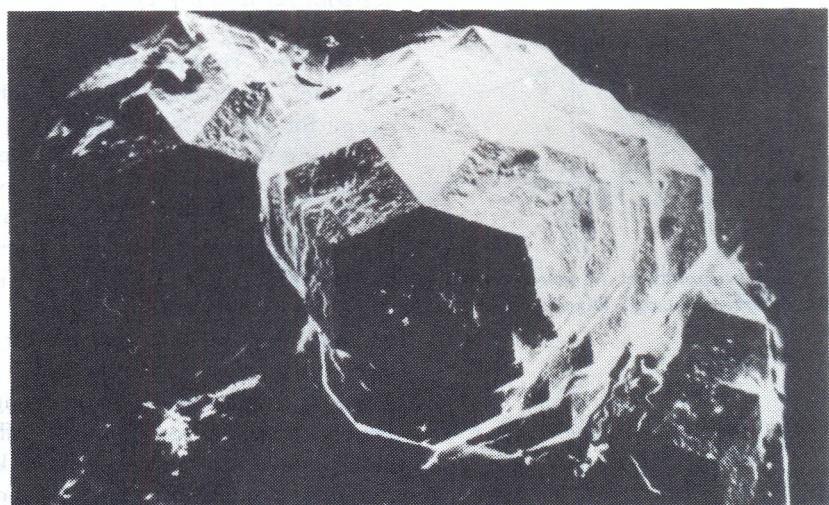


Fig.7. Bilde av kvasikrystaller tatt med elektronmikroskop (fra ref.1).

Fra Fysikkens Verden

Fra Fysikkens Verden

50. årgang
1988

Norsk Fysisk Selskap

Oslo 1988

ISSN-0015-9247

Fra Fysikkens Verden

Redaktører:

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

Redaksjonskomité:

Førsteamanuensis Noralv Bjørnå,
Institutt for matematiske realfag,
Universitetet i Tromsø.
Professor Anne Grete Frodesen,
Fysisk institutt, Universitetet i Bergen.
Lektor Ingerid Huis Helstrup,
Langhaugen skole, Bergen.
Professor Per Chr. Hemmer,
Fysisk institutt, NTH, Universitetet
i Trondheim.
Førsteamanuensis Egil Leer,
Astrofysisk institutt, Universitetet i Oslo.

Ekspedisjonens adresse:

Fra Fysikkens Verden,
Fysisk institutt,
Universitetet i Oslo,
Boks 1048 Blindern,
0316 Oslo 3.
Tlf.: (02) 45 64 28
Fax.: (02) 45 64 22

Postgirokonto: 5 10 47 24

Bankgirokonto: 6094.05.40227

Norsk Fysisk Selskap

STYRE

Leder:

Professor Eivind Osnes,
Fysisk institutt, Universitetet i Oslo.

Nestleder:

Professor Ove Havnes,
Institutt for matematiske realfag,
Universitetet i Tromsø.

Styremedlemmer:

Førsteamanuensis Torgeir Engelstad,
Fysisk institutt, Universitetet i Oslo.
Førsteamanuensis Johan Stadsnes,
Fysisk institutt, Universitetet i Bergen.
Professor Haakon A. Olsen,
Fysisk institutt, Universitetet i
Trondheim/AVH.

Selskapets sekretær:

Gerd Jarrett,
Fysikkavdelingen, Institutt for energi-
teknikk, Boks 40, 2007 Kjeller.
Tlf.: (06) 80 60 75
Fax.: (06) 81 09 20
Postgirokonto: 5 88 38 89.
Bankgirokonto: 5102.09.58344.

Innhold

| | | |
|--|--|--|
| Nr.1: | Nr.3: | |
| Fra Redaktørene 2 | Fra Redaktørene 58 | Bokomtaler 101 |
| FFV-Panelet: <i>Hallstein Høgåsen</i> 2 | FFV-Panelet: <i>Eivind Hii Hauge</i> 58 | Taizo Muta: Foundation of Quantum Chromodynamics |
| DET TIDLIGE UNIVERS - Der partikkelfysikk, kjernefysikk og astrofysikk møtes, <i>Rolf Stabell</i> 3 | LEONARDO IDAG? - Akseleratorbygger, <i>S.O. Sørensen</i> 59 | J.A.H.Futterman, F.A.Handler and R.A.Matzner: Scattering from black holes. |
| PARTIKKELFYSIKK - Teorier og modeller, <i>Per Osland</i> 6 | FYSIKKENS KULTURELLE BETYDNING - Fra fagplan til lærebok, <i>Jacob Bøe</i> 60 | The Proceedings of the ICA Conference on Prospects in Modern Acoustics-Education and Development. |
| STANDARDMODELLEN - Det endelige svar?, <i>Jan Olav Eeg</i> 11 | SANS - Småvinkel nøytronspredning, <i>Olav Steinsvoll</i> 63 | Pieter B. Visscher: Fields and Electrodynamics. A Computer- compatible Introduction. |
| INDEKS 1987 15 | MAGNETISME - Nye modeller, faglige kontroverser, <i>Olav Steinsvoll</i> 68 | R.V.Jones: Instruments and Experiences: Papers on Measurement and Instru- ment Design. |
| STRENGTEORI - Teorien for alt?, <i>C.A.Lütken Jr.</i> 19 | Trim i FFV 73 | Nytt fra NFS 103 |
| Trim i FFV 25 | Fysikkolympiaden 1988 73 | |
| Bokomtaler 25 | Bok-Kronikk 74 | |
| Anton Z.Capi: Nonrelativistic Quantum Mechanics | Stephen W. Hawking: Univers uten grenser | |
| Stefan Pokorski: Gauge Field Theories | Bokomtaler 75 | |
| B.de Wit,P.Fayet and M.Grisaru(Eds.): Supersymmetry, Supergravity, Superstrings 86 | Carroll, J.E.: Rate Equations in Semiconductor Electronics. | |
| NORSK FYSIKKRÅD 26 | Rivers,R.J.: Path Integral Methods in Quantum Field Theory | |
| Nytt fra NFS 27 | Brown,E. and Firestone,R.B., Redaktør: Shirley,V.S.: Table of Radioactive Isotopes. | |
| Nye medlemmer 28 | MacCallum,M.A.H. (Ed.): General Relativity and Gravitation. | |
| TRONDHEIM WORKSHOP I I TEORETISK FYSIKK 1988 28 | Nytt fra NFS 76 | |
| FYSIKERMØTET Blindern 1988 ... 29 | | |
| Nr.2: | Nr.4: | |
| In Memoriam: Olaf Devik, <i>Sverre Westin</i> 34 | In Memoriam: Njål Hole <i>Sverre Westin</i> 82 | |
| Fra Redaktørene 35 | Fra Redaktørene 83 | |
| FFV-Gjest: Tore Olsen 35 | FFV-Panelet: <i>Kristian Fossheim</i> 83 | |
| Nytt fra skolen <i>Svein Solheimsnes,</i> <i>Øystein Falch</i> 36 | FFV Gratulerer 84 | |
| SuperNova 1987A - Århundrets "stjernesmell", <i>Olav Kjeldseth-Moe</i> 38 | Nobelprisen i Fysikk 1988 <i>Hallstein Høgåsen</i> 85 | |
| KVARK-GLUONPLASMA - Jakten på Urstoffet, <i>G.Løvhøiden og T.F.Thorsteinsen</i> .. 43 | Kvasikrystaller - "Umulige" krystaller (1), <i>Tom Henning Johansen</i> 86 | |
| BIRKELANDS KANON - Fortsatt i "skuddet", <i>Alv Egeland</i> 48 | Høytemperatur supraledere - siste års utvikling, <i>Olav Steinsvoll</i> 91 | |
| Bokomtaler 53 | Osonlaget upåvirket av KFK-gasser?, <i>Kjell Henriksen</i> 95 | |
| Carrol,J.E.: Rate Equations in Semiconductor Electronics | Et hundreårsjubileum "vom Hertzen geschrieben", <i>Olav Steinsvoll</i> 97 | |
| Macdonald,J.R.(ed.): Impedance Spectroscopy | Kvinner i Fysikk 98 | |
| Nytt fra NFR 53 | Trim i FFV 99 | |
| Nytt fra NFS 54 | Reisebrev fra Kina 100 | |
| Trim i FFV 54 | Errata 101 | |

Forfatter-register

| | |
|---|-----|
| <i>Brevik, Iver:</i> | |
| Bokomtale: General | 86 |
| Relativity and Gravitation | 76 |
| <i>Brevik, Iver:</i> | |
| Bokomtale: | |
| Fields and Electrodynamics. | |
| A Computer-compatible | |
| Introduction | 102 |
| <i>Brevik, Iver:</i> | |
| Bokomtale: | |
| Instruments and Experiences: | |
| Papers on Measurement | |
| and Instrument Design | 103 |
| <i>Bøe, Jacob:</i> | |
| FYSIKKENS KULTURELLE | |
| BETYDNING -Fra | |
| fagplan til lærebok | 60 |
| <i>Eeg, Jan Olav:</i> | |
| STANDARDMODELLEN - | |
| Det endelige svar? | 11 |
| <i>Eeg, Jan Olav:</i> | |
| Bokomtale: | |
| Gauge Field Theories | 25 |
| <i>Egelund, Alv:</i> | |
| BIRKELANDS KANON - | |
| Fortsatt i "skuddet" | 48 |
| <i>Fosshheim, Kristian:</i> | |
| FFV-Panelet | 83 |
| <i>Hauge, Eivind Hiis:</i> | |
| FFV-Panelet | 58 |
| <i>Hemmer, P.C.:</i> | |
| Reisebrev fra Kina | 100 |
| <i>Henriksen, Kjell:</i> | |
| Osonlaget upåvirket | |
| av KFK-gasser? | 95 |
| <i>Høgåsen, Hallstein:</i> | |
| FFV-Panelet | 2 |
| <i>Høgåsen, Hallstein:</i> | |
| Nobelprisen i Fysikk 1988 | 85 |
| <i>Johansen, Tom Henning:</i> | |
| Kvasikrystaller - | |
| "Umulige" krystaller (1), | 86 |
| <i>Johnsson, Anders:</i> | |
| Bokomtale: | |
| Impedance Spectroscopy | 53 |
| <i>Kjeldseth-Moe, Olav:</i> | |
| SuperNova 1987A - | |
| Århundrets "stjernesmell" | 38 |
| <i>Knutsen, Henning :</i> | |
| Bokkronikk: | |
| Univers uten grense | 74 |
| <i>Knutsen, Henning:</i> | |
| Bokomtale: | |
| Scattering from black holes | 101 |
| <i>Lütken Jr., C.A.:</i> | |
| STRENGTEORI - Teorien for alt? .. | 19 |
| <i>Løchstøer, Wilhelm:</i> | |
| Bokomtale: | |
| The Proceedings of the | |
| ICA Conference on Prospects | |
| in Modern Acoustics- | |
| Education and Development | 102 |
| <i>Løvhøiden, G og T.F. Thorsteinsen:</i> | |
| KVARK-GLUONPLASMA - Jakten | |
| på urstoffet | 43 |
| <i>Madsen Rune A.:</i> | |
| Bokomtale: | |
| Supersymmetry, Supergravity, | |
| Superstrings 86 | 25 |
| <i>Mork, Kjell:</i> | |
| Bokomtale: | |
| Path Integral Methods | |
| in Quantum Field Theory | 75 |
| <i>Mork, Kjell:</i> | |
| Bokomtale: | |
| Foundation of | |
| Quantum Chromodynamics | 101 |
| <i>Myklebost, Kårmund:</i> | |
| Fysikkolympiaden 1988 | 73 |
| <i>Olsen, Tore:</i> | |
| FFV-Gjest | 35 |
| <i>Osland, Per:</i> | |
| PARTIKKELFYSIKK - | |
| Teorier og modeller | 6 |
| <i>Sikkeland, Torbjørn:</i> | |
| Bokomtale: | |
| Table of Radioactive | |
| Isotopes | 75 |
| <i>Solheimsnæs, Svein og</i> | |
| <i>Øystein Falch:</i> | |
| Nytt fra skolen | 36 |
| <i>Stabell, Rolf:</i> | |
| DET TIDLIGE UNIVERS - | |
| Der partikkelfysikk, kjerne- | |
| fysikk og astrofysikk møtes | 3 |
| <i>Steinsvoll, Olav:</i> | |
| SANS - Småvinkel | |
| nøytronspredning | 63 |
| <i>Steinsvoll, Olav:</i> | |
| MAGNETISME - Nye modeller, | |
| faglige kontroverser | 68 |
| <i>Steinsvoll, Olav:</i> | |
| Høytemperatur supraleddere - | |
| siste års utvikling | 91 |
| <i>Steinsvoll, Olav:</i> | |
| Et hundreårsjubileum | |
| "vom Hertzen geschrieben" | 97 |
| <i>Sudbø, Aasmund Sv.:</i> | |
| Bokomtale: | |
| Rate Equations in | |
| Semiconductor Electronics | 53 |
| <i>Sørensen, S.O.:</i> | |
| LEONARDO IDAG? - | |
| Akseleratorbygger | 59 |
| <i>Westin, Sverre:</i> | |
| In Memoriam: Olaf Devik | 34 |
| <i>Westin, Sverre:</i> | |
| In Memoriam: Njål Hole | 82 |
| <i>Øverbø, Ingjald:</i> | |
| Bokomtale: | |
| Nonrelativistic | |
| Quantum Mechanics | 25 |

event for de kvasiperiodiske strukturene. Teorien må derfor starte fra grunnen av. Man finner da straks at de matematiske vanskelighetene med å beregne vibrasjonsmodene til en kvasikrystall er formidable. Selv i det enkleste 1D tilfellet blir frekvens spekteret svært komplisert. På den annen side har det noen meget oppsiktstvekkende egenskaper, og beregningen er vist i boksen for den matematisk skolerte leser.

Skal man løse det fulle problem har man et uendelig antall koplede ligninger å hansk med. Siden en analytisk framgangsmåte ikke er funnet, må man begrense beregningene til et trunkert sett av ligninger. For et sett som inkluderer 1000 oscillatorer får man ved hjelp av en regnemaskin resultatet som sees i figur 9.

Kurven har en profil som går under betegnelsen "djeveltrappen" (devil's staircase). Som vi ser inneholder den en mengde trappetrinn med trinnhøyder $\Delta\omega^2$ på alle nivåer opp til en øvre grense. Trinnene er vist til høyre i figuren.

Faktisk, hvis man bare ser tilstrekkelig nøyne etter, vil man finne at hele kurven består av ikke annet enn trinn med varierende høyde! Kan vi forstå dette?

På en måte kan vi det, ved å merke oss at ligningen over har eksakt samme form som den sentrale ligningen (central equation) for den elektroniske båndstruktur i periodiske systemer.⁽⁷⁾ Der vet vi at båndgapene opptrer ved Brillouin sonegrensene. Dette antyder at gap vil opptre i vibrasjonspekteret for alle $k = k_{pq}/2$, og det er faktisk hva vi ser illustrert i figur 9.

Fra formen på k_{pq} , som altså dekker alle bølgetall, følger det at båndgap må finnes overalt på kurven, akkurat slik som Bragg reflekser finnes overalt i diffripsjonsbildene.

Også andre fysiske egenskaper kan beskrives ved den samme bevegelsesligning, men der betydningen av modell parameterene er en annen. Elektroniske egenskaper er ofte diskutert ut fra denne ligningen (tight-binding modellen) idet v_n representerer bølgefunksjonen, og $c_{n,n+1}$ er matriseelementer som beskriver hoppraten mellom plassene n og $n+1$. ω^2 er et mål for energien. Det følger derfor at det elektroniske energispekteret for den 1D kvasikrystallen også har karakter av en djeveltrapp⁽⁶⁾. Andre fenomen, som f.eks. diffusjon,

Fibonaccikjedens vibrasjonsmoder for identiske atomer.

Vi antar bare nærmeste nabo vekselvirking, og elastisk fjærliknende krefter, som vist i figur 8. Siden det er to ulike atomavstander i kvasikrystallen lar vi fjærstivheten $c_{n,n+1}$ ha to mulige verdier, c_1 eller c_2 , i en én-til-én korrespondanse med de lange og korte atomavstandene. La x_n være utslaget av det n te atomet fra sin likevekt posisjon. Vi skal her bare lete etter harmoniske eksitasjoner med frekvens ω ,

$$x_n = v_n e^{i\omega t},$$

der v_n er den (komplekse) amplituden for oscillasjonen. Bruker man Newtons 2. lov på atom n finner man den koplede bevegelsesligningen

$$-\omega^2 v_n = c_{n-1,n} (v_{n-1} - v_n) + c_{n,n+1} (v_{n+1} - v_n),$$

der vi for enkelhets skyld har satt atomets masse lik én enhet.

Vi introduserer her de nye variablene

$$v(k) = \sum_n v_n e^{ikn}$$

og

$$c(k) = \sum_n c_{n-1,n} e^{ikn},$$

og får bevegelsesligningen over på formen

$$-\omega^2 v(k) = \int dk' W(k, k') v(k - k'),$$

der

$$W(k, k') = c(k') [e^{-ik} - 1 + (e^{ik} - 1)e^{-ik'}]$$

For å komme videre skriver vi $c(k)$ på følgende vis

$$c(k) = c_1 \sum_{n_1} e^{ikn_1} + c_2 \sum_{n_2} e^{ikn_2},$$

der de to heltallene n_1 og n_2 gir plasseringene til de to typene fjærer langs kjeden. Addisjon og subtraksjon av like ledd gir da

$$c(k) = c_1 \sum_n e^{ikn} + (c_2 - c_1) \sum_{n_2} e^{ikn_2}$$

og siden den første summen er triiviell, er problemet redusert til å beregne den andre summen. En viktig observasjon er da at heltallene n_2 er ordnet i den kvasiperiodiske sekvensen gitt ved

$$n_2 = n + INT[n/\tau], \quad n = \text{heltall}.$$

Tallene n_2 tilsvarerer plasseringene av L'er i Fibonacci sekvensen SLLSLSL.... Vi kan derfor summere over n_2 ved å benytte eksakt samme metode som ved beregningen av spredningsamplituden. Resultatet blir en serie av δ -funksjoner,

$$c(k) = c_1 \delta(k) + \frac{c_2 - c_1}{\tau} \times \sum_{p,q} \frac{\sin X/2}{X/2} e^{iX/2} \delta(k - k_{pq}),$$

der

$$k_{pq} = \frac{2\pi}{\tau} (p + q/\tau)$$

og

$$X = \frac{2\pi}{\tau} (p - q),$$

$$p, q = \text{heltall}.$$

Integralet i bevegelsesligningen kan dermed utføres, og ligningen får den endelige form

$$\left(2 \frac{c_1 \tau + c_2}{\tau + 1} (1 - \cos k) - \omega^2 \right) v(k) + (c_2 - c_1) \sum_{p,q \neq 0} V_{pq}(k) v(k - k_{pq}) = 0$$

For spesialtilfellet $c_1 = c_2$ forenkles resultatet, og man får tilbake den velkjente dispersjons relasjonen for en periodisk kjede. Videre vil man finne at i kontinuum grensen $k \rightarrow 0$ blir vektfaktoren V_{pq} liten, og løsningen – frekvens som funksjon av bølgetall – for kvasikrysstellen har den regulære oppførselen nær $k = 0$. Dette resultatet er ikke uventet siden eksitasjoner med små bølgetall ikke bør avhenge av detaljene i strukturen.

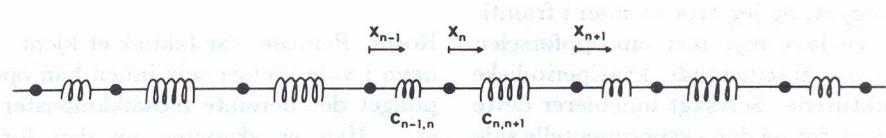


Fig.8. Elastisk 1D kvasikrystall. Ordningen av to typer fjærer følger en Fibonacci sekvens.

kan også avbildes direkte på vibrasjonsproblemet.

Ganske ofte opptrer djeveltrappen i diskusjoner av fraktale systemer, eller i responsen til dynamiske systemer med to konkurrerende frekvenser. Den 1D kvasikristallen er ikke et fraktalt objekt, heller ikke faller den inn under den andre kategorien. Det er derfor svært interessant at hele maskinriet av begreper og nye resultater fra disse feltene, som idag er inne i en eksplosjonsartet utvikling, kan bli til direkte nytte for forståelsen av sentrale egenskaper til kvasikrystaller.

Skal man gå ut over 1D blir alt

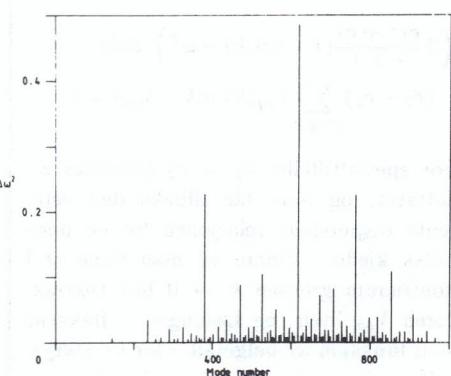
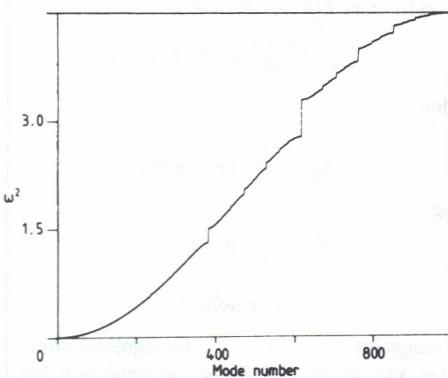


Fig.9. Frekvensspekter for Fibonacci kjeden (fra ref.6; mode number = $k \cdot 1000/\pi$). For små bølgetall ligger kurven nær den klassiske løsningen $\omega^2 \propto (1 - \cos k)$ for en regulær kjede.

vanskelig, og jeg vet idag ikke om noen fundamental diskusjon av de fysiske egenskapene til kvasikrystaller, bortsett fra den mengde av artikler som er skrevet om den lineære kjeden. Man bør derimot kunne vente at de kvalitativt nye trekk man her finner også blir å finne igjen i reelle systemer. Men som sagt, arbeidet er nettopp påbegynt, og jeg tror at man i framtiden vil lære mye mer om oppførselen til disse fascinerende kvasiperiodiske strukturene. Selvsagt innebærer dette også at det på den eksperimentelle side faktisk ligger en hel verden og venter på å bli utforsket.

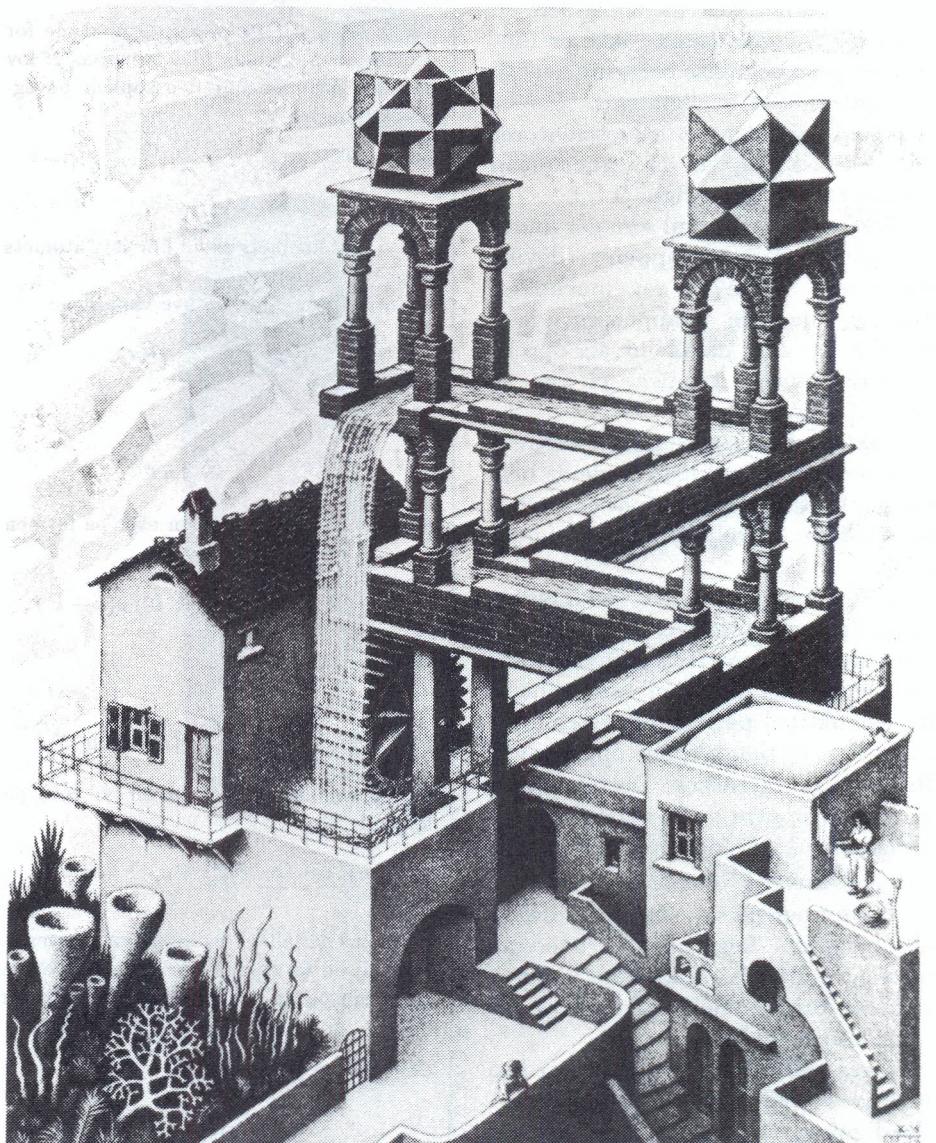
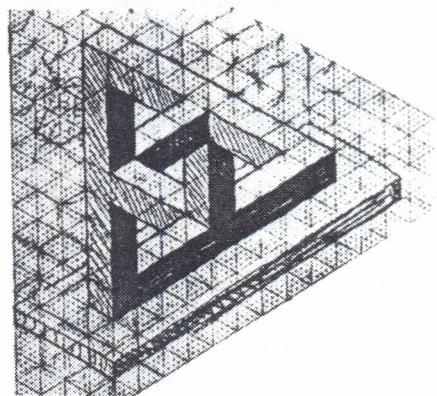
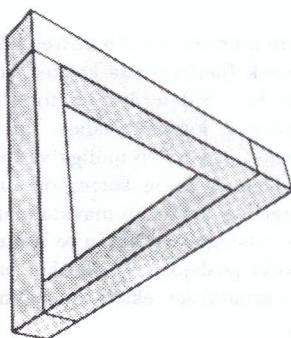


Fig.10.(venstre over) 'Tribar' av R. Penrose (1958). (høyre over) Skisse av M.C. Esher der han har kombinert tre 3-bjelker. (under) "Waterval", litografi av M.C. Esher (1961).

PS

Roger Penrose var faktisk et kjent navn i vide kretser selv innen han oppdaget det berømte mosaikk mønsteret. Han er skaperen av den forunderlige 3-bjelken (Tribar), som vi ser i figur 10. Illustrasjonen synes

å gjengi et fornuftig 3D objekt hvis man ser på hvert hjørne separat. Derimot finner man figuren "umulig" når objektet vurderes som et hele. Denne figuren inspirerte den brillante grafikeren M.C.Esher til å lage skissen som vi ser til høyre. Senere utviklet han denne ideen videre til det kjente mesterverket "Waterval".

Det er virkelig et stort tap at Eshers ikke fikk oppleve den andre store kreasjonen til Penrose. Man kan bare innbille seg hva denne idérike kunstneren kunne ha skapt ut fra de nye kvasiperiodiske geometriene. En liten antydning kan man få gjennom M. Gardners "Penrose's nonperiodic Chickens".⁽⁸⁾ De som kjenner Eshers finurlige oppdelinger av planet vil straks se at konstruksjon er utført i hans ånd.

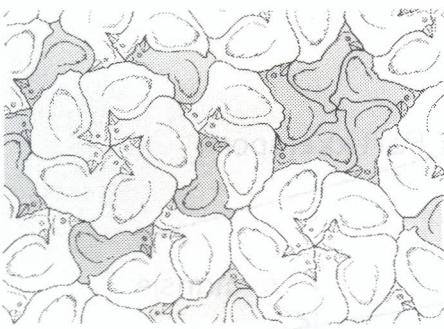


Fig.11. 'Penrose's nonperiodic Chickens' av M. Gardner.

Referanser

1. Gratias, D., *Contemp. Phys.* **28** 219 (1987).
2. Bak, P. i 'Scaling Phenomena in Disordered Systems', ed. R. Pynn og A. Skjeltorp (Plenum, New York, 1986).
3. Forfatteren takker Einar Hinrichsen for å ha laget regnemaskinprogrammene som genererer de kvasiperiodiske strukturene benyttet ved diffraksjon eksperimentene. Også fotograf Geir Holm har vist stor dyktighet ved arbeidet med å forminske orginalkopiene og overføre dem til slides med tilstrekkelig oppløsning og kontrast.
4. Levine, D., P.J. Steinhardt, *Phys. Rev. B* **34** 596 (1986).
5. Socolar, J.E.S., P.J. Steinhardt, *Phys. Rev. B* **34** 617 (1986).
6. Valsakumar, M.C., G. Ananthakrishna, J. *Phys. C* **20** 9 (1987).
7. Kittel, C., 'Introduction to Solid State Physics', (Wiley & Sons Inc., New York, 1986).
8. Gardner, M., *Scientific American*, januar 1977.

Forøvrig kan følgende populær framstillinger anbefales

Steinhardt, P.J., *American Scientist* **74** 586 (1986).

Nelson, D.R., *Scientific American*, august 1986.

Big Bang i miniformat

Endre Lillethun *

Når elektron–positron–larringsringen LEP om kort tid står ferdig tvers over den fransk-sveitsiske grensen, er en ny dimensjon lagt til CERNs akseleratorpark. Spennende blir det å se om denne maskinen som skal produsere e^+e^- kollisjoner med energier på 100 GeV og mer, vil oppnå de planlagte intensiteter og kollisjonsfrekvenser. Spennende blir det også å se om detektorene vil gjøre det mulig å kaste nytt lys over situasjonen ca 10^{-12} s etter "The Big Bang" da energitetteten i universet var på samme nivå.

Selve konstruksjonen av LEP i en 27 km lang tunnel fra 50 til 150 meter nede i bakken er et kjempeprosjekt.

Konstruksjon av detektorene som skal registrere kollisjonene er knapt av mindre dimensjoner hva utviklings-

arbeid og konstruksjonsutfordringer angår. De sylinderisk utformede detektorene med ca. 10 m lengde og diameter, er sammensatt av deldetektorer basert på de mest avanserte teknikker på området.

De fysiske prosesser som nyttes i partikkeldeteksjon er fremdeles de samme som for mer enn 90 år siden førte til Røntgens oppdagelse av de mystiske X-stråler som fikk fluorescerende materiale til å lyse, og Becquerels oppdagelse av radioaktivitet gjennom en spolert, svært film grunnet nærliggende uran. Vi snakker her om ionisering og eksitasjon av atomer og molekyler ved elektromagnetiske prosesser forårsaket av partikler som trenger inn i materien.

Detektorutviklingen har gått via Geiger–Müller teller, tåkekammer, bøllekammer, gnistkammer, streamerkammer til et mangfold av detektorer som ikke kan la seg gjengi i en kort artikkel.

Det er disse detektorene som sammen med partikelakseleratorene

har muliggjort den raske utforskning av atomets struktur og det overraskende store antall "elementær" partikler samt oppdagelse av både svake og sterke vekselvirkninger i tillegg til de allerede kjente elektromagnetiske krefter og gravitasjonskraften.

På tross av disse detektorenes avgjørende betydning for partikkelfysikkens utvikling, har jeg her valgt å gi enkelte glimt av de detektorer som ligger til grunn for apparatur som skal bringe forskningen av materiens indre videre i de neste få år. Det faller da også naturlig å skissere DELPHI-apparaturen, til bruk ved LEP, som norske grupper er med på å skape.

Basis Detektorer

En elektrisk ladd partikkel eksiterer og ioniserer materien den passerer gjennom langs sin bane. Dette gir det beste utgangspunkt for registrering av banen og brukes bl.a. ved scintillasjonstellere, proporsjonal- og

*Fysisk Institutt, UiB.

driftkammere og faststoffsdetektorer.

Scintillasjonstelleren er basert på registrering av lysutsendelse fra atomer og molekyler som partikkelen har eksistert. Lyset ledes gjennom den gjennomsiktige scintillatoren, vanligvis laget av plast tilsatt scintillerende kjemikalier, og videre gjennom en lysleder (også oftest plast) til en lysomfintlig detektor, et fotorør eller en silisium diode (se fig. 1).

Fordelene med scintillasjonstellerne er systemenes store hurtighet: scintillasjonslyset kan produseres i løpet av nanosekunder, og lysdetektor og tilhørende elektronikk behandler signalene innen brøkdeler av mikrosekund.

Scintillasjonstellersystemer, som vanligvis ikke har stor romlig oppløsningsevne, blir brukt i hurtig grovsortering av registreringer for å initiere bearbeiding av signaler i andre langsomme detektorer, eventuelt til å forkaste dataene. De brukes som såkalte triggersystemer.

Proporsjonal- og driftkammere gjør bruk av elektronene fra partikkelenes ionisering i gasser. Elektronene driftes i et homogent elektrisk felt til tynne anodetråder (se fig. 2). I nærheten av anodetråden varierer det elektriske feltet proporsjonalt med avstanden fra tråden. Kraften som virker på elektronene,

$$F = Konst \cdot (1/r) \quad (1)$$

gir ved tilstrekkelig liten r så stor akselerasjon at elektronenes energi blir stor nok mellom kollisjoner med gassmolekyler til å ionisere disse. Det oppstår en avalansje, et skred av elektroner, som gir et registrerbart signal i anodetråden. Dennes posisjon angir koordinat i én dimensjon.

Holdes høyspenningen på riktig nivå, kan signalets ladning gjøres proporsjonal med det opprinnelige antall elektroner som driftet mot tråden. Dette gir et mål for ioniseringsgraden og derigjennom energitap pr. lengdeenhet for partikkelen, dE/dx , sterkt varierende med E . Målingen kan derfor nytties til bestemmelse av E , partikkelenes energi.

Driftkammeret oppstår når også elektronenes drifttid måles slik at driftavstanden bestemmes. Ved hjelp av et scintillator triggersystem fastlegges tidspunktet for partikkelenes passasje som drifttiden måles i forhold til. Posisjon langs det elektriske felt blir her registrert (fig. 2).

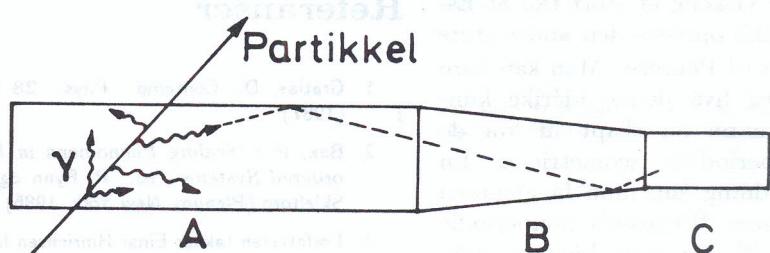


Fig.1. Scintillator, A, lysleder, B, og fotosensitiv detektor, C. Partikkelen produserer fotoner, via ionisering etc.

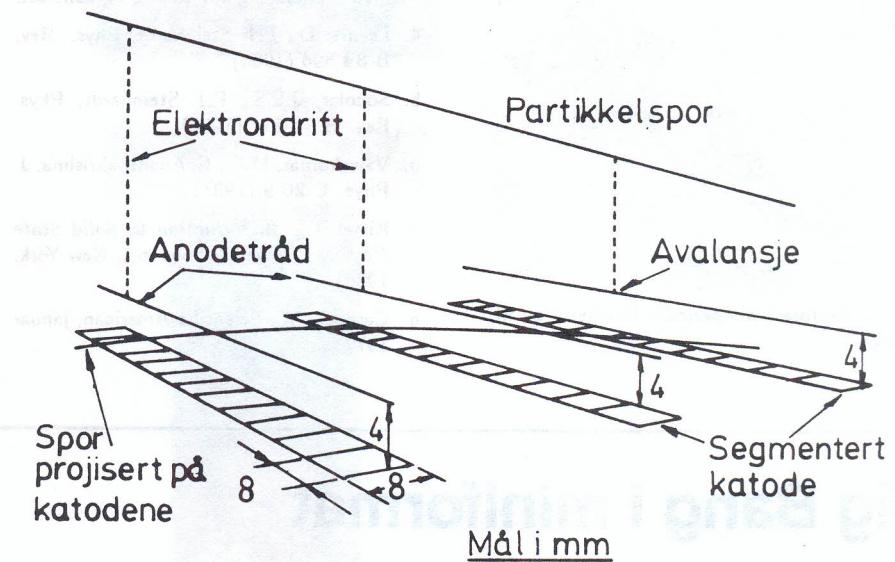


Fig.2. Prinsippskisse for avbildning av partikkelspor via anodetråder og segmenterte katoder i et driftkammer.

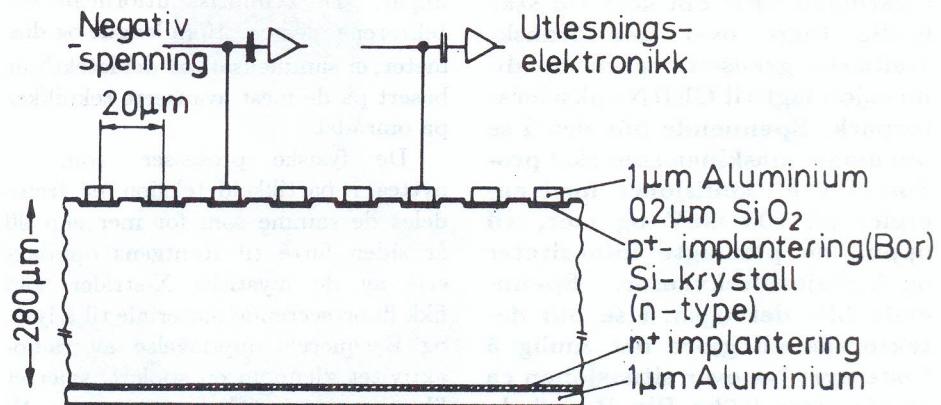


Fig.3. Tverrsnitt av en silisium stripe detektor.

Skal også posisjon i tredje dimensjon måles, kan dette gjøres ved å legge en segmentert katode under anodetråden, som vist i fig. 2. Anodesignalet induserer et signal i ett eller flere segment, - og så er også denne koordinat fastlagt.

Alt er enkelt i prinsippet, men signalene er små, forvrengninger oppstår

lett, så de praktiske løsninger gir store og interessante utfordringer til både fysikere og ingeniører.

Halvlederdetektorer kan betraktes som faststoff ioniseringskammer. Deres fremstilling er avhengig av ultrarene materialer som silisium (Si) med meget vel kontrollert tilsatte (implanterte) urenheter. Detektorene

virker som dioder. Som eksempel tar vi for oss en Si- stripedetektor for nøyaktig posisjonsbestemmelse (μm).

Stripedetektoren i fig. 3 består av en Si-skive, $280 \mu\text{m}$ tykk, aluminisert på den ene siden og implantert med bor (p^+ implantering) i stripene på den andre siden. Stripene er $12 \mu\text{m}$ brede og gjentas hver $20 \mu\text{m}$. De utgjør sammen med Si-kristallen en p-n junction diode. En ladd relativistisk partikkelen vil produsere 25000 elektron-hull par i $280 \mu\text{m}$ Si. Det elektriske signalet basert på denne ladningen forsterkes og sendes til videre behandling, digitalisering og registrering.

Den påfølgende elektronikk, forsterkere etc. har hittil tatt av størrelsesorden hundre ganger så stor plass som detektoren. Det arbeides derfor iherdig med utvikling i Very Large Scale Integrated (VLSI) elektronikk for å redusere dette til omtrent samme størrelse. Utleses signalene fra hver stripe, og beregnes middelposisjonen av ladningsfordelingen på nærliggende stripene, kan posisjonsnøyaktigheten gå helt ned mot $3 \mu\text{m}$.

Cerenkovdetektorer baserer seg på at ladde partikler som har høyere hastighet enn lyset gjennom et medium, utstråler Cerenkov lys. Enklest forklares dette gjennom skissen i fig. 4. Partikkelenes elektromagnetiske felt brer seg ut fra hvert punkt på banen med lysets fart. Dette fører til en elektromagnetisk bølgefront som representerer lysutsendelse under Cerenkov-vinkelen Θ definert ved

$$\cos\Theta = c/nv = 1/n\beta \quad (2)$$

n er mediets bryningsindeks, c lysets fart i vakuum og v er partikkelenes fart. Når n kjennes og Θ måles, kan partikkelenes fart finnes. En spesiell Cerenkovdetektor beskrives nedenfor.

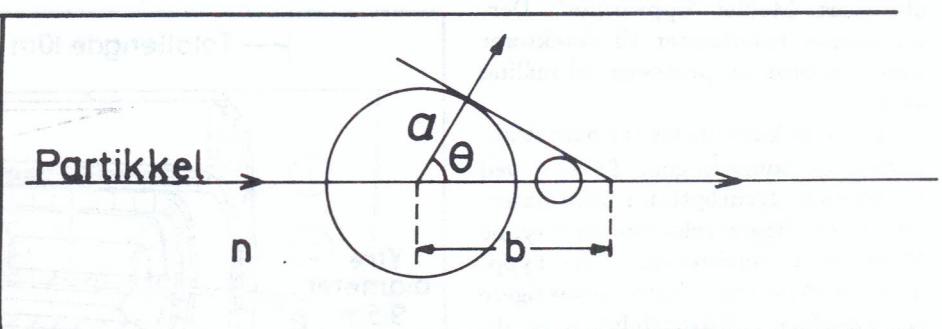


Fig.4. Produksjon av Cerenkovlys, $a = (c/n)v$, $b = v/t$ og $\cos\Theta = c/nv$. v er partikkelenes fart, c lysfarten og n er mediets bryningsindeks.

Måling av impuls

En ladd partikkelen som beveger seg med hastighet v (impuls p) i et magnetisk felt, B , påvirkes av en kraft

$$\mathbf{F} = ev \times \mathbf{B} \quad (3)$$

Er feltet homogen vil partikkelen bevege seg i en sirkel (eventuelt spiral) med radius

$$R = p/eB \quad (4)$$

Går partikkelen gjennom et magnetfelt av lengde L ($L \ll R$) kan en lett vise at partikkelenes avbøyning i feltet, ϕ , blir

$$\phi = eBL/p \quad (5)$$

Impulsen bestemmes gjennom måling av ϕ . Det følger også at

$$\delta p/p = |\delta\alpha/\alpha| \propto |\delta\phi| \quad (6)$$

Vi ser at nøyaktige impuls-målinger blir vanskelige ved høye verdier av p , hvor høyenergetiske partikler måler energi, eventuelt begge deler.

Måling av energi

Her skal det skiller mellom energimåling for elektroner og fotoner på den ene siden og sterkt vekselvirkende, tunge partikler (protoner, nøytroner, pioner...) på den annen.

Høyenergetiske elektroner og fotoner produserer elektromagnetiske skurer ved passasje gjennom et medium. Prosessen beskrives for elektroner som beveger seg inn i et medium av stor tetthet, f.eks. bly.

Figur 5a viser skissemessig hvordan et elektron etter en gjennomsnittlig lengde χ_0 , strålingslengden, sender ut et høyenergetisk foton, bremsestråling, på grunn av akselerasjon i et atomkjernefelt. Fotonet vil gjennomsnittlig etter omtrent samme lengde χ_0 gjennomgå en par produksjon ($\gamma \rightarrow e^+e^-$) også ved påvirkning av et atomkjernefelt. Prosessene gjentar seg og fører til dannelse av en skur av elektroner og positroner. Disse legger igjen energi i mediet hovedsakelig ved ionisasjon. Skuren dør ut når partikler og fotoner har for lite energi til å gjennomgå de nevnte prosessene.

Er mediet stort nok, vil innkommende partikkels totale energi bli

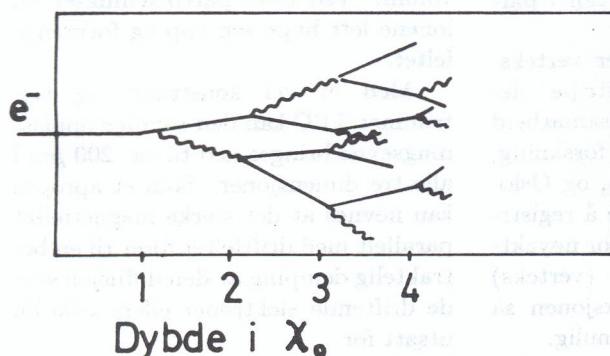


Fig.5a. Utvikling av elektromagnetisk skur. Betydningen av χ_0 (strålingslengden) er gitt i teksten.

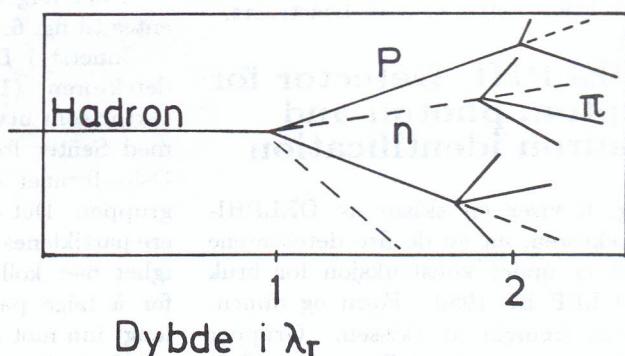


Fig.5b. Utvikling av hadron skur. λ_I er midlere avstand mellom inelastiske kjernekollisjoner.

absorbert. Mediet "oppvarmes". Derfor navnet kalorimeter til detektorer som gjør bruk av prosessen til måling av energi.

De fleste kalorimetre tar bare stikkprøver av ioniseringen, f.eks. ved å registrere lysutbyttet i scintillatorplater som ligger vekselvis med tynne blyplater i detektoren. Jo hyppigere stikkprøver, desto nøyaktigere energimåling. Nøyaktigheten er direkte avhengig av det antall spor som dannes i skuren og måles. Dette fører til at

$$\sigma(E)/E \sim Konstant/E^{1/2} \quad (7)$$

hvor $\sigma(E)$ er standardavviket for den målte energi, E. Den relative usikkerhet i energimålinger *avtar* altså med energien i motsetning hva tilfellet er for impulsmålinger. Av denne grunn er kalorimetre blitt så viktige deler av dagens høyenergidetektorer.

Hadroner ($p, n, \pi \dots$) produserer også partikkelskurer når de går gjennom et tett medium, men skurdannelsen skjer her i første rekke gjennom kjernreaksjoner. Utbredelsen av skuren får en annen form (se fig. 5b) enn ved elektromagnetiske skurer og også en annen avhengighet av mediets atomtall. Jern og uran er ofte nyttet.

I bly er sannsynlighet for kjernreaksjon atskillig mindre enn for et elektrons produksjon av bremsestråling. Hvis den longitudinale utvikling av en skur kan registreres, vil dette kunne nytties til å skille mellom hadroner og elektroner. Vi kommer tilbake til dette senere.

Et hadron-kalorimeter er ikke så nøyaktig energimåler som det elektromagnetiske, men er eneste metode for å måle f.eks. nøytroners energi og samtidig retningen av deres bane. Den relative nøyaktighet øker med energien hvis kalorimetret er godt konstruert.

DELPHI, Detector for lepton, photon and hadron identification

Fig. 6 viser en skisse av DELPHI-detektoren, en av de fire detektorene som er under konstruksjon for bruk ved LEP fra 1989. Form og dimensjoner fremgår av skissen. Grupper ved universitetene i Bergen og Oslo har ansvaret for utvikling, produksjon og drift av SAT - Small Angle Tagger -, merket 6' på figuren.

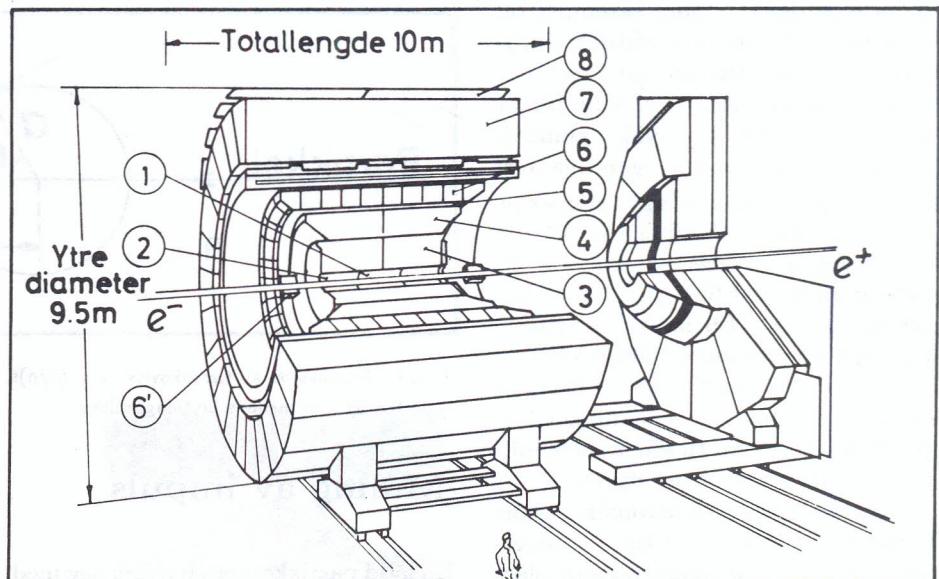


Fig.6. Skisse av DELPHI. Tallene refererer til detektor typer som er beskrevet i teksten.

Vi skal skissere hvordan forskjellige detektorprinsipper er nyttet og tilpasset eksperimentets behov, nemlig

å finne de forskjellige partiklenes initialretninger

å måle både nøytrale og ladde partiklers impulser og energier

å identifisere partiklene

Målingene må kunne foretas over hele romvinkelen, 4π , blant annet fordi også nøytrinoet, en partikkel som bare har svak vekselvirking, produseres i kollisjonene. Nøytrinoet kan bare registreres gjennom manglende energi og impulsbalanse. Da kollisjonen registreres i massesentersystemet, må

$$\sum_i p_i = 0 \quad (8)$$

og

$$\sum_i E_i = E_{e^+} + E_{e^-} \quad (9)$$

I det følgende henviser tall i parentes til fig. 6.

Innerst i DELPHI ligger vertexdetektoren (1), en Si stripe detektor som utvikles i nært samarbeid med Senter for industriell forskning, Oslo, firmaet AME, Horten, og Oslo-gruppen. Det er om å gjøre å registrere partiklenes baner med stor nøyaktighet nær kollisjonspunktet (vertex) for å følge partikkelproduksjonen så langt inn mot vertex som mulig.

Neste lag (2) er scintillatorstaver liggende som en sylinderisk tønnevegg. Sammen med et liknende sett lengre ute (5) utgjør de et trigger

system som kan initiere de andre, mer langsomme, detektorenes dataoplossering. Samtidig gir de aktiverete stavenes posisjoner viktig opplysning om hvor de andre detektorene bør finne signaler.

Partiklenes impulser måles i detektor (3). Like utenfor detektor (6) ligger en supraleddende strømspole (verdens største) som gir et homogen magnetfelt på 1,2 tesla. Partikkelbanenes avbøyninger i magnetfeltet registreres i det såkalte Time Projection Chamber, TPC.

TPC, (3), består av et sylinderisk volum (se fig. 7) fylt med en gassblanding under litt over en atmosfæres trykk. Sylinderen er delt opp i sektorer. TPC er egentlig et stort driftkammer hvor elektroner fra partiklenes ioniseringer kan driftes opp til en meter mot endeflatenes anode-tråder. Stor oppfinnsomhet har vært nødvendig for å oppnå og å bevare homogene elektriske felt over et så stort volum. Ved høye partikkelfluks vil ionene lett hope seg opp og forvreng feltet.

Med et vel konstruert og veltrimmet TPC kan den romlige oppløsningsevne bringes ned til ca. $200 \mu m$ i alle tre dimensjoner. Som et apropos kan nevnes at det sterke magnetfeltet parallelt med driftfeltet fører til en betraktelig demping av den diffusjon som de driftende elektroner ellers ville bli utsatt for.

Et av DELPHIs største utviklingsprosjekter ligger i konstruksjonen av RICH (4), en meget spesiell Cerenkovedektor som får sitt navn fra

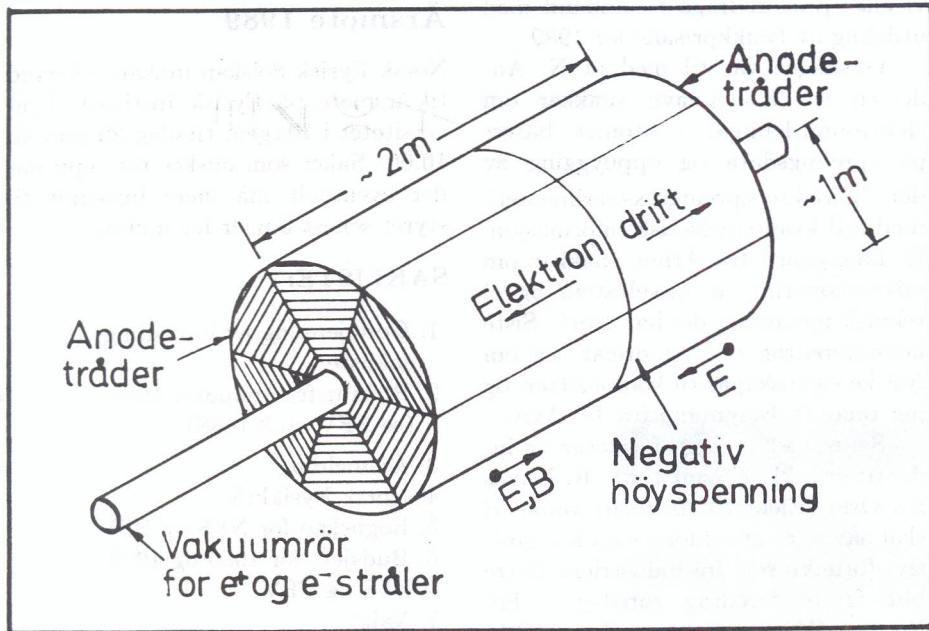


Fig.7. Skisse av et Time Projection Chamber, TPC.

Ring Imaging CHERENKOV counter.

Cerenkovlyset fra en partikkelfølger som går gjennom et tynt radiatormedium, ligger på en kjegleflate med åpningsvinkel lik Cerenkovvinkelen, Θ , som tidligere definert. Dersom fotonene stoppes av et plan, vil de naturligvis ligge på et kjeglesnitt. RICH er bygget for nettopp å registrere disse kjeglesnittene fra hver partikkelfølger, slik at Θ , og v , kan bestemmes.

For å dekke det store området av hastigheter består RICH av to lag Cerenkovdetektorer, én basert på væske som radiator, den andre basert på gass. Fotonene registreres i begge tilfeller gjennom absorpsjon i et fotosensitivt gasslag som er en del av et driftkammer. Fotoelektronene driftes til anodetråder for posisjonsbestemmelse.

Når en partikkels hastighet og impuls er bestemt, er også massen kjent og partikkelen identifisert. RICH vil derfor, når den etter mange konstruksjonsmessige vansker kommer i virksomhet, ta sin store del av æren for at DELPHI virkelig blir en detektor for partikkelfølger.

Opp til dette punktet har partikklene blitt registrert uten at detektormaterialet har forstyrret deres bane i noen særlig grad. Neste detektor (6) er et elektromagnetisk kalorimeter som vil stoppe fotoner og elektroner og hvor enkelte hadroner vil begynne skurutvikling gjennom kjernekollisjoner. I alle tilfeller vil deres baner forstyrres gjennom multiple Coulomb-kollisjoner med de atomære elektronene.

Like innenfor magnespolen henger det såkalte High Density Projection Chamber, HPC, et elektromagnetisk kalorimeter basert på tynne blyplater som veggene alternerende med ca. 1 cm vide gassvolum. Igjen nytes driftkammerprinsippet for å registrere partikkelenes, ionisering av gass. HPC registrerer både den romlige fordeling av partikkelenes og energiavsetningen.

Fotonenes baner fastlegges gjennom vertekspunktet, skurens første punkt og skurens retning. Hadroniske skurer skiller fra elektromagnetiske også ved hjelp av skurens form og startpunkt. HPC har vært utviklet fra bunnen av i DELPHI-sammenheng og er også et av de store utviklingsprosjektene.

Vi nevner også SAT (6') som består av en Si stripedetektor utviklet av Oslogruppen og et elektromagnetisk kalorimeter utviklet av Bergen-gruppen. I kalometerdelen legges lag med scintillerende fibre vekselsvis med tynne blyplater. Fibrene fra passende segmenter samles i bunter og lyset ledes til lysfølsomme Si-dioder. Ved passende segmentering kan en også her oppnå en meget god posisjonsbestemmelse for innkommende partikkelfølger.

Hadronene vil stort sett slippe gjennom HPC også, men vil stoppes i det jernet som omgir magnespolen. I passende lommer er rektangulære driftkamre (7) stukket inn i jernstrukturen. På denne måten kan hadronskuren registreres og også disse partikkelenes energi måles.

Det gjenstår bare å registrere myoner, elektronlike partikler med ca. 300 ganger så stor masse. Myonene kan på grunn av sin store masse passere store mengder materiale uten å tape energi gjennom bremsestråling. Det er bare gjennom den multiple Coulombspredning de taper energi. De kan derfor passere jernet også og registreres i f.eks. driftkammere på utsiden, (8).

Myonenes impulser kan måles ved avbøyning i TPC og ved avbøyning videre inne i jernets magnetfelt.

I en liten artikkelen kan bare en grov skisse tegnes av det mangfold av detektorer som nytes i elementærpartikkelfysikk. Den elektroniske behandling og organisering av dataregistreringen gjennom et utall av data-maskiner har ikke vært berørt. I seg selv er dette meget utfordrende oppgaver både for elektronikere og programmerere. I løpet av $20\mu s$ skal systemet ha tatt en titt på en stor del av de par hundre tusen datakanalene som er aktive for å avgjøre om hendelsen er verdt et videre studium eller den skal forkastes og alt igjen settes i stand til ny registrering.

Hva skjer i e^+e^- kollisjoner?

Elektroner og positroner er "punkt"-partikler ned til de dimensjoner som har kunnet undersøkes til nå, i motsetning til protoner og antiprotoner som består av flere delpartikler, kvarker og gluoner. I en kollisjon blir den totale energi konsentrert i et tilsvarende lite punkt som fører til en enorm energitettethet. Antipartikklene e^+ og e^- utsletter hverandre i kollisjonen, deres kvantetall er forsvunnet og energien er derfor "fri" til å velge sin fremtid og vekselvirke med et vakuums fullt av energifluktuasjoner.

Energien kan f.eks. gå over til kvark-antikvark kombinasjoner som meget raskt binder til seg andre kvarker og antikvarker. Vekselvirkningene fortsetter, partikler desintegrerer og skapes.

Som fysiker ønsker en å fastlegge lovene som gjelder under disse forhold. Selv om lovene nå kan synes veletablerte, trengs en mengde nye detaljundersøkelser for å finpusse teoriene. Det er i kollisjoner som ved LEP teoriene kan prøves ut, men til det må en ha mulighet for å bestemme impuls-

vektorene og identitetene til alle partiklene fra "eksplosjonen". Det dreier seg om størrelsesorden 50 partikler, elektrisk ladde og nøytrale, fra hver kollisjon.

Men selv om en hadde perfekte detektorer ville det ikke være mulig å registrere de opprinnelige partiklene fra kollisjonen. Det lille punktet hvor elektron og positron annihilerer hverandre har dimensjoner mindre enn 10^{-18} m, og de fleste nyskapte partiklene har kort levetid og vekselsirker og desintegrerer på sin lange reise til vertexdetektoren ca. 10 cm fra kollisjonspunktet, det vil si ca. 10^{17} slike enheter borte. Dette kan sammenlignes med nåtidens registreringer av universets fjerneste himmellegemer, eldgammel informasjon som endelig når oss.

Forskjellen kan også med fordel trekkes fram: Mens astrofysikerne må nøye seg med å studere informasjon fra det ene, virkelig store Bang, vil partikkelfysikerne kunne studere statistisk, og med varierende startbetingelser, mengdevise av e^+e^- minibang.

∞

Nytt fra NFS

Velkomne til Fysikarmøtet 1989 i Bergen

Fysikarmøtet 1989 er lagt til Bergen i tida 19. til 22. juni Vi i komitéen har prøvd å finne foredrag som skal interessere dei fleste, og som programmet syner, har vi fått mange fagfelt med.

Første hovedforedrag blir gitt av A.D. Linde fra Moskva (ikkje stadsfest). Han skal ta for seg inflasjonteoriar for utviklinga av universet rett etter "Storsmellen", teoriar som mellom anna kan forklare kvifor universet inneheld materie. B. Lautrup fra København snakkar så om eit heitt emne innan reknemaskinslogikk; neurale nettverk og tenkjande reknemaskiner med problemstillingar som og interesserer fysikarar. Frå München kjem G. Haerendel med aktuelle problemstillingar innan romplasmafysikk, mellom anna kunstige kometar.

T.H. Iversen fra Trondheim opnar tysdagen med eit foredrag der forsking på celler i vektlaus tilstand (i satellittar) er eit hovudemne. På tysdag får

vi elles prisforedra i samband med utdeling av fysikkprisane for 1989.

Onsdagen tar til med at N. Andersen fra København snakkar om elektronfordelingar i atomet basert på spreingsdata og oppbygging av det "perfekte sprengseksperimentet" med full kvantemekanisk informasjon. E. Lægsgaard fra Århus snakkar om mikroskopering av enkeltatom og ei teknisk nyvinning dei har gjort. Siste hovedforedrag onsdag dreiar seg om fysiske eigenskapar til kompositar, og her talar D. Bergmann fra Tel Aviv.

Samspelet mellom fysikarar og industri er ikkje gløymt bort. R. Kuvås fra Oslo (Elektrisk Bureau) vonar vi skal påvise at grunnforskinga har positivt forteikn sett frå industrien. Dette blir første foredrag torsdag. Frå Bergen (Nansensenteret) kjem O.M Johannessen og snakkar om kva nytte vi har av satellittfjernmålingar og kva vi ventar skal skje. To nye store partikelakseleratorar kjem i drift i Europa med det første, og C. Lewellyn-Smith fra Oxford skal orientere oss om dei forventningar vi har til desse maskinane. Møtet i år burde interessere lektorar i skolen meir enn vanleg, for i år skal undervisning presenterast i den årlege serien der ei faggruppe fortel kva som skjer innan gruppa.

Parallellesjonar blir det ikkje i år. Vi legg opp til 10 minutt foredrag i plenum kombinert med ein plakat sesjon. Får vi innmeldt fleire foredrag enn vi har sett av tid til, må vi vise nokre av dei til plakatsesjonen.

Fysikarmøtet er heller ikkje i år berre fysikk. Første kvelden byr vi inn til ein hyggkveld i "Hulen", eit tilfluktsrom laga om til samlingsstad for studentane i Bergen. Turen går i år til Øygarden. Denne øyrekkja mot storhavet er ei heilt spesiell naturoppleveling med brå skiftingar mellom snaufjell og skog, mellom lyngmyrar og grøderike små grender. Vi skal dertil kikke på menneskeverk, imponerande bruver, bølgjekraftverk, oljeterminal. Festmiddagen er lagt til Krohnstad Hovedgård, idyllisk plassert berre eit par kilometer frå instituttet.

Velkomne til Vestlandet, velkomne til Bergen, velkomne til fysikarmøte!

Arrangementskomitéen.

Årsmøte 1989

Norsk Fysisk Selskap innkaller herved til årsmøte på Fysisk Institutt, Universitetet i Bergen, tirsdag 20 juni kl. 10.00. Saker som ønskes tatt opp under eventuelt må være innsendt til styret senest 3 uker før møtet.

SAKLISTE:

1. Godkjenning av innkalling og sakliste.
2. Referat fra årsmøtet 1988
(se FFV no.3 1988)
3. Årsmelding
4. Norsk Fysikkråd
5. Regnskap for NFS og FFV
6. Budsjett for 1989 og 1990
NFS og FFV.
7. Valg:
 - a) Leder og nestleder
 - b) 3 varamedlemmer
 - c) medlemmer til Norsk Fysikkråd
8. Statuttendring
9. Fysikermøtet 1990
10. Eventuelt

Februar 1989
Styret

Reisestipend til Fysikermøtet 1989 for lektorar og hovedfagsstudenter

Styret i Norsk Fysisk Selskap har bevilget penger til reisestipend for lektorar og/eller hovedfagsstudenter som ønsker å delta på Fysikermøtet i Bergen i juni 1989. Maksimum beløp det kan søkes om er minipris med fly. Søknad sendes til styret v/Gerd Jarrett, Fysikkavdelingen, Institutt for energiteknikk, Boks 40, 2007 Kjeller, innen 15. mai 1989.

∞

Bli medlem av EPS.

I fjer fylte European Physical Society (EPS) 20 år. EPS vart skipa av nokre få idealistar som meinte at europeisk fysikk trond eit felles organ for å samla fagkollegar på tvers av landegrensene. Mange vil meine at EPS har mykje av æra for den kraftige framvoksteren vi har sett i europeisk fysikk i same tids-

rommet, noko som viser seg i talet på Nobelprisar som har gått til Europa dei siste ti åra. Ein treng ikkje lenger reise til USA for å presentere dei beste forskningsresultata, og vi har fått europeiske fagtidsskrift som kan måle seg med Physical Review.

Det er to kategoriar av medlemskap i EPS, anten som "seskapsmedlem" gjennom eit nasjonalt fysisk selskap (t.d. Norsk Fysisk Selskap) eller som "individuelt, vanleg medlem". Den første kategorien gir lite inntekt for EPS, men den har ein viktig funksjon ved at også fagkollegar i dei austlege landa kan vere med i større grad. Den andre kategorien er den viktigaste inntektskjelda for EPS, men medlemstalet i denne kategorien er altfor lågt. For det er økonomien som har vore til hinder for at selskapet ikkje har fått gjennomført mange av dei tiltaka som står på ønskjelista.

Kva tiltak er det tale om, og kva fordelar har ein av full (individuelt) medlemskap i EPS? Først og fremst vil ein få meir liv i fagseksjonane ved auke av medlemstal, og betre kommunikasjon mellom medlemmene. Kommunikasjonen må ikkje vera begrensa til møte og symposiar, men må vere eit hjelpemiddel i det daglege arbeidet. Det må bli like naturleg å slå på tråden (eller terminalen) til utanlandske fagkollegar som det i dag er innafor USA. Ei fyldig medlemsliste med post- og teleadresser er eit vilkår for slik kommunikasjon. Ved å bli individuelt medlem i EPS kjem du med i dette faglege fellesskapet. Det kostar i dag Sw.fr. 48,- pr. år, som du kan betale gjennom Norsk Fysisk Selskap, men du får fordelar ved stor reduksjon i konferanseavgifter, og du får tilsendt medlemsbladet "Europhysics News". Og fordelane blir fleire di større medlemsmassen blir! Ta kontakt med Norsk Fysisk Selskaps sekretariat no eller på Fysikermøtet i Bergen, og du får ordna med medlemskap i EPS.

Tormod Riste

∞

Nye medlemmer

Nye medlemmer tatt opp på styremøtet 13. desember 1988:

Studieinspektør Notto Mykland
Arendal Gymnas
4802 Arendal

Nye medlemmer tatt opp på styremøtet 14. februar 1989:

Cand.mag. Dag Arvid Aarskog
Institutt for Energiteknikk
Fysikkavdelingen
Boks 40
2007 Kjeller

Cand.Scient. Harald Erik Andås
Fysisk Institutt
Universitetet i Oslo
Boks 1048 Blindern
0316 Oslo 3

Cand.scient. Hanne Arnesen
Statens Forurensningstilsyn
Boks 8100 Dep.
0032 Oslo 1

Cand.real. Ayse Atac
Niels Bohrs Institutt
Risø
400 Roskilde
Danmark

Siv.ing. Gunnar Berg
Gruppe For Elektron- og Ionfysikk
Institutt for Fysikk
7034 Trondheim-NTH

Student Per-Ivar Emanuelsen
Nordlysobservatoriet
Postboks 953
9001 Tromsø

Professor Erling A. Hammer
Fysisk Institutt
Universitetet i Bergen
Allegt. 55
5007 Bergen

Siv.ing. Morten Hjort-Jensen
Fysisk Institutt
Universitetet i Oslo
Boks 1048
0316 Oslo 3

Student Jørgen Midtlyng
Prost Fergestadsgrt. 19
7500 Stjørdal

1.Amanuensis Arne Mikkelsen
Faggruppe for biofysikk
Institutt for Fysikk
7034 Trondheim-NTH

Student Øystein Olsen
Nordlysobservatoriet
Boks 953
9001 Tromsø

Siv.ing. Marit Pedersen
Fysisk Institutt
AVH
7055 Dragvoll

Prosjekting. Arne Rinnan
Seatex A/S
Pirsenteret, Brattøra
7010 Trondheim

Student Jonny Åge Tverberg
Gautesgt. 1
7030 Trondheim

Cand.Scient. Trine Spedstad Tveter
Fysisk Institutt
Universitetet i Oslo
Boks 1048 Blindern
0316 Oslo 3

Skriv
i
FFV

Husk
Kontingenten!

FYSIKERMØTET 1989

| KL. 0900 | MANDAG 19. JUNI | TIRSDAG 20. JUNI | ONSDAG 21. JUNI | TORSdag 22. JUNI | KL. 0900 |
|-------------|---|--|--|--|-------------|
| | REGISTRERING | T.H. IVERSEN: BIOLOGI OG ROMFORSKNING | N. ANDERSEN: PROPENSITY RULES IN ATOMIC COLLISIONS | R. KUVÅS: GRUNNFORSKNINGENS BETYDNING FOR NORSK INDUSTRI | |
| 1000 | ÅPNING | KAFFEPause | KAFFEPause | O.M. JOHANNESSEN: SATELLITFJERNMÅLING – STATUS OG FREMTIDSPERSPEKTIV | 1000 |
| | A.D. LINDE:* | NORSK FYSISK SELSKAP ÅRSMØTE | E. LÆGSGAARD: SCANNING TUNNELLING MICROSCOPY | KAFFEPause | |
| 1100 | THE INFLATIONARY UNIVERSE | | D. BERGMANN: PHYSICAL PROPERTIES OF COMPOSITES**) | C. LLEWELLYN-SMITH: WHAT DO WE EXPECT FROM LEP AND HERA? | 1100 |
| | KAFFEPause | | PRESENTASJON AV PÅMELDT FOREDRAG I PLENUM | FOREDRAGSHOLDER BLIR AVKLART SENERE | |
| | B. LAUTRUP: NEURALE NETTVERK | | LUNCH | AVSLUTNING | |
| 1200 | G. HAERENDEL: SPACE PLASMA PHYSICS | LUNCH NORSK DATAS FYSIKKPRIS PRISFOREDRAG | LUNCH | LUNCH | 1200 |
| | LUNCH | | SIMRADS FYSIKKPRIS PRISFOREDRAG | LUNCH | 1300 |
| 1300 | PRESENTASJON VED FAGGRUPPEN FOR UNDERVISNING | | KAFFEPause | PLAKATSESJON | 1400 |
| | FOREDRAG AV: | | PRESENTASJON AV PÅMELDT FOREDRAG I PLENUM | PRESENTASJON AV PÅMELDT FOREDRAG I PLENUM | 1500 |
| 1400 | A. ISNES Ø. FALCK / S. SOLHEIMSNES K. HETLAND I. HELSTRØM E. OTERHOLM (N.N.) | EKSURSJON: BUSS TIL EL.-KRAFTANLEGGENE I ØYGARDEN M/OMVISNING OG BEVERTNING | PRESENTASJON AV PÅMELDT FOREDRAG I PLENUM | PRESENTASJON AV PÅMELDT FOREDRAG I PLENUM | 1600 |
| | (M/INNLAGT KAFFEPause) | | MIDDAG PÅ KROHNSTAD HOVEDGÅRD | MIDDAG PÅ KROHNSTAD HOVEDGÅRD | 1700 |
| 1500 | TID FOR MØTE I FAGGRUPPEN | | | | 1800 |
| 1600 | | | | | 1900 |
| 1700 | | | | | 2000 |
| 1800 | | | | | |
| 1900 | | | | | |
| 2000 | HYGGEKVED I HULEN | | | | |

*) IKKE BEKREFTET

**) FORELØPIG TITTEL

DET TAS FORBEHOLD OM ENDRINGER I PROGRAMMET

PÅMELDING TIL
FYSIKERMØTET I BERGEN
19. - 22. JUNI 1989

Navn:

Adresse: Tlf:

INNKVARTERING FOR voksne og barn for nettene

18-19/6 19-20/6 20-21/6 21-22/6 ved

Alle oppgitte priser er døgnpriser inkl. frokost. Merk av 1. prior. romvalg med A, 2. prior. romvalg med B. Dersom det ikke blir plass på ønsket sted, forbeholder arrangøren seg retten til å innkvartere der det er plass.

Augustin Hotel, C. Sundtsgrt. 24, 5004 Bergen:

Enkeltrrom dobbeltrom 3-sengs rom
kr. 515.- kr. 680.-/720 kr. 780.-/820.-

Fantoft Sommerhotell, Fantoftveien 14, 5036 Fantoft:

Enkeltrrom dobbeltrom 3-sengs rom 4-sengs rom
kr. 380.- kr. 480.- kr. 550.- kr. 620.-

Hotell Hordaheimen, C. Sundtsgrt. 18, 5004 Bergen:

Enkeltrrom dobbeltrom 3-sengs rom
kr. 550.- kr. 700.- kr. 800.-

Park Pension, Harald Hårfagresgt. 35, 5007 Bergen:

Enkeltrrom dobbeltrom 3-sengs rom
kr. 450.- kr. 550.- kr. 660.-

Ønsker du å dele rom med noen? Ja/Nei. I så fall, oppgi navn:

JEG MELDER PÅ personer til Ekskursjon til Øygarden 20.6. Pris: kr. 120.-
pr. pers. inkl. middag.

JEG MELDER PÅ personer til Konferansemiddag 21.6. Pris: kr. 300.- pr.pers.

JEG ØNSKER INNLEGG I PLENUM* (10 min.): Ja/nei

JEG ØNSKER PRESENTASJON PÅ PLAKATSESSJON: Ja/nei

Plass til plakater: areal $2x(0,75B \times 1,05H)m^2$.

Sammendrag på engelsk må vedlegges.

Retningslinjer for skriving av sammendrag for plenumsforedrag og plakatsesjon:
Venstre/høyre marg hhv. 3,5 og 2,5 cm, øvre kant 1,5 cm. Minste linjeavstand (vertical pitch 6), skriffttype fortrinnsvis Courier, 12 pitch. Skrives ut med laserskriver eller annen skriver m/god skriftkvalitet. Foredragstittel skrives med store bokstaver og midtstilles. Deretter en blank linje. På de to neste linjer skrives hhv. forfatternavn/navn på institusjon, begge midtstilt, med små bokstaver. Så en blank linje før sammendraget som maks. kan være 23 linjer. Avsnitt skiller ut med innrykk på 4 bokstavplasser (ingen blank linje).

KONFERANSEAVGIFT ekskl. lunsj: kr. 500.- (kr. 600.- ved påmelding etter 2. mai), betales ved registrering.

PÅMELDING sendes INNEN 2. MAI 1989 til:

FYSIKERMØTET 1989, Fysisk institutt, Allégt. 55, 5007 BERGEN

For nærmere opplysninger, ring Elin Bjerkan, tlf. (05) 21 27 47

*) Det tas forbehold om at noen av foredragene må presenteres som plakatforedrag under plakatsesjonen.

Norsk Fysisk Selskap

STYRE

Leder:

Professor Eivind Osnes,
Fysisk institutt, Universitetet i Oslo.

Nestleder:

Professor Ove Havnes,
Institutt for matematiske realfag,
Universitetet i Tromsø.

Styremedlemmer:

Førsteamenuensis Torgeir Engeland
Fysisk institutt, Universitetet i Oslo.
Førsteamenuensis Johan Stadsnes,
Fysisk institutt, Universitetet i Bergen.
Professor Haakon A. Olsen,
Fysisk institutt, Universitetet i
Trondheim/AVH.

Selskapets sekretær:

Gerd Jarrett,
Fysikkavdelingen, Institutt for energi-
teknikk, Boks 40, 2007 Kjeller.
Tlf.: (06) 80 60 75
Fax.: (06) 81 09 20
Postgirokonto: 5 88 38 89.
Bankgirokonto: 5102.09.58344.

Fra Fysikkens Verden

Redaktører:

Førsteamenuensis Øivin Holter,
Førsteamenuensis Finn Ingebretsen,
Fysisk institutt, Universitetet i Oslo.

Redaksjonskomité:

Førsteamenuensis Noralv Bjørnå,
Institutt for matematiske realfag,
Universitetet i Tromsø.
Professor Anne Grete Frodesen,
Fysisk institutt, Universitetet i Bergen.
Lektor Ingerid Hiis Helstrup,
Langhaugen skole, Bergen.
Professor Per Chr. Hemmer,
Fysisk institutt, NTH, Universitetet
i Trondheim.
Førsteamenuensis Egil Leer,
Astrofysisk institutt, Universitetet i Oslo.

Ekspedisjonens adresse:

Fra Fysikkens Verden,
Fysisk institutt,
Universitetet i Oslo,
Boks 1048 Blindern,
0316 Oslo 3.
Tlf.: (02) 45 64 28
Fax.: (02) 45 64 22

Fra Fysikkens Verden utkommer fire ganger
årlig. Abonnement kan tegnes direkte fra ei-
spedisjonen. Årsabonnement (1989) kr. 90,-
Studenter og skolelever kr. 45,-. Løssalg kr.
25,- pr. nummer.

Postgirokonto: 5 10 47 24

Bankgirokonto: 6094.05.40227