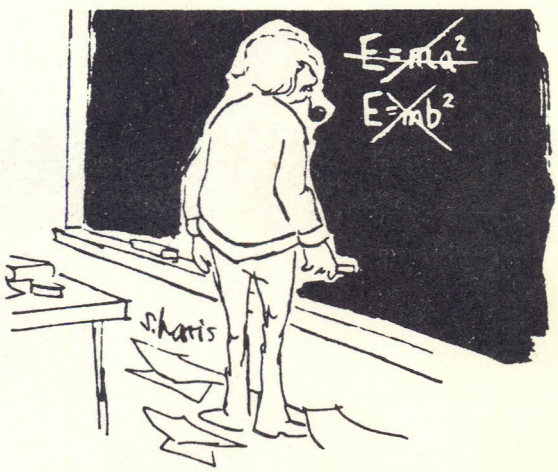
Fra Fysikkens Verden

UTGITT AV NORSK FYSISK SELSKAP

INNHOLD:

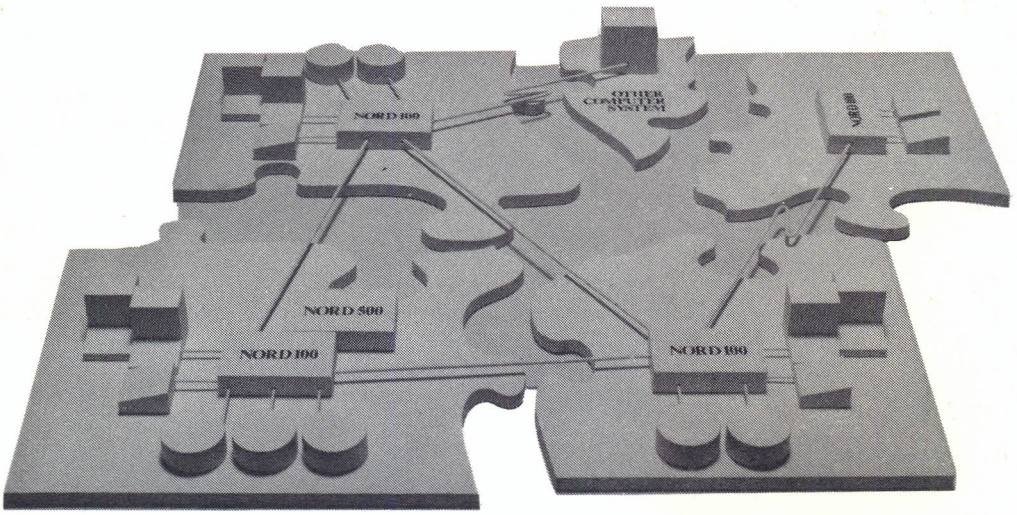
Fra redaktøren	73
Sven G. Nilsson, in memoriam	73
Nivåsenkning i faget fysikk	74
Rettelser	76
CERN 25 år	76
Spesiell relativitetsteori	78
Formfaktor for strømsløyfe og solenoide	82
Bøker ankommet redaksjonen	84
Solitoner	85
Forslag til kandidater	88
Litt om vindkraftverk	89
Birkelandstrømmer	93
Bøker	81, 92



Apropos Einstein-jubileet.

Nr. 4 - 1979
41. årgang
ISSN-0015-9247

NORD



gir kraft til det distribuerte datasystemet

Et distribuert datasystem fra Norsk Data bygger på forholdet mellom menneske og maskin, hvor det viktigste utgangspunktet er at hvert behov for datakraft er lokalt. Våre datasystemer er derfor tilpasset det lokale behovet – som hjelpemiddel og verktøy innen for eksempel produksjon, utvikling og administrasjon.

Den innebygde muligheten til å la datasystemene kommunisere med hverandre, uansett hvor de er plassert, gjør det mulig å forbinde forskjellige lokale systemer til kraftfulle datanettverk. Effektive "nøkler" beskytter de forskjellige systemene mot utilbørlig adgang og bruk.

NORD systemene bygger helt på modulprinsippet, og såvel maskin- som programvaren kan økes og tilpasses systemet ettersom kravene endres, uten at dyre enheter må kastes. Fra et lite 16-bits NORD-100 system til et kraftig 32-bits NORD-500 system med opptil 4.3 Gbytes programkapasitet for såvel data som instruksjoner.

Våre brosjyrer om NORD-100, NORD-500 og Distribuert Databehandling tar opp muligheter og fordeler. Ring i dag eller benytt svarkupongen.

Norsk Data A.S Postboks 4 Lindeberg gård OSLO 10

Ja. jeg vil vite mere om NORD systemene for Distribuert Databehandling

Navn: .....

Firma: .....

Adresse: .....

Tlf.: .....

Norsk Data

Norsk Data A.S
Postboks 4 Lindeberg gård
OSLO 10
Tlf.: 02-39 16 01 - 39 17 01

NORD datamaskiner - grunnstenen for effektiv databehandling

Fra Fysikkens Verden

Utgiver: NORSK FYSISK SELSKAP

Nr. 4 - 1979

Redaktør: OLAV STEINSVOLL

41. årgang

Redaksjonssekretær: HALVARD TORGERSEN

ISSN-0015-9247

Fra redaktøren.

Fysikken er vel den mest fundamentale av alle vitenskaper. Den har lagt grunnlaget for den omfattende forståelsen vi har av «den store sammenhengen» i verden - fra astrofysikk og ned til elementærpartiklene som bygger opp materien som vi og verden rundt oss består av. Denne innsikten har samtidig ført til en kontinuerlig omveltning innen teknologien. Men forholdet mellom teknologi og fysikk har hele tida vært et vekselspill; ny teknologi har muliggjort nye eksperimenter hvis resultater igjen har utfordret teoretikerne til å framsette nye, dristige matematiske modeller. På denne måten er det oppstått et teoretisk fundament som vi alle tror på: klassisk- og relativistisk mekanikk, kvantemekanikk, elektromagnetisme og statistisk mekanikk.

Det er vel ingen av oss som arbeider med fysisk forskning som mener at våre resultater kan rokke ved dette grunnlaget. Mesteparten av det vi kaller grunnlagsforskning har derfor en slags mellomnatur. Det vi er ute etter er matematiske modeller eller fenomenologiske begreper som kan sammenfatte mange effekter og binde sammen fundamentet og de fysiske forhold vi finner i eksperimentene. Det er gjerne meget sammensatte systemer og vekselvirkninger som prøves ut, og på samme måte som innen kjemien har slik forskning ofte ført til bemerkelsesverdige teknologiske anvendelser. På mange områder innenfor metallurgi, magnetisme og halvlederfysikk har en derved kommet over fra tilfeldig leting etter teknologiske komponenter til en grunnleggende innsikt som gjør at en kan skreddersy stoffenes sammensetning etter de egenskapene en ønsker de skal ha i teknologiske anvendelser. For å oppnå den innsikt og kompetanse som dette krever, må en forsker ofte arbeide lang tid med problemene.

En kan godt forstå at industriens folk i en presset økonomisk situasjon blir utålmodig med alle de langsomme «egghodene» rundt om på forskningsinstituttene. De vil gjerne ha resultater over natta og mener at forskning er unødvendig og bortkastet: det gjelder bare å kombinere allerede etablert viten for å løse teknologiske oppgaver. Til en viss grad har de rett. I første omgang vil nok overflatisk viten på en del områder kunne settes sammen til ny teknologi som vi gi industrien fortjenestemuligheter. Men i det lange løp vil industrilandet Norge ikke kunne melke resten av verden for ny viten. Mange forskningsresultater slippes heller ikke ut av laboratoriene til konsernene før de selv har dratt nytte av oppdagelsene i sine egne produkter. Vi må derfor opprettholde en fornuftig balanse mellom den kortsiktige nytteforskning og produktutvikling og den mere langsiktige oppbygning av dyptgående viten og kompetanse. Samtidig må vi oppnå en kryssbefruktning mellom forskningsgrenene ved å spre allerede ervervet viten. Her håper vi at FFV kan yte sin beskjedne skjerv.

Vi ønsker våre lesere en god jul.

Sven Gösta Nilsson 1927-1979

Professor Sven Gösta Nilsson døde i Lund 24. april i år. Han sto midt oppe i et skapende vitenskapelig arbeid som leder av en dynamisk forskningsgruppe i teoretisk kjernefysikk. Jeg traff Sven Gösta siste gangen på CERN like før jul i fjor. Han virket da fullstendig frisk og ubekymret etter et hjerteinnfarkt for noen år tilbake.

Med sitt doktorarbeide «Binding states of individual nucleons in strongly deformed nuclei» i 1955 ble Sven Gösta Nilsson med et slag en verdenskjent kjernefysikér. Nilssonmodellen har siden vært et sentralt begrepsapparat for alle fysikere som beskjeftiger seg med utforskningen av atomkjernenes struktur eksperimentelt eller teoretisk. Sven Gösta Nilssons vitenskapelig produksjon omfatter mer enn sytti publikasjoner. De behandler samspillet mellom enkeltpartikkelfrihetsgrader og kollektive frihetsgrader i atomkjernen, fisjon, stabilitet av tunge og supertunge grunnstoffer og kjernetilstander med høye spinn. Sven Gösta Nilsson og hans

medarbeideres forskning har gitt grunnleggende ny innsikt i atomkjernenes oppbygning og egenskaper.

Ved siden av å være vitenskapsmann blant samtidens fremste hadde Sven Gösta Nilsson en usedvanlig evne til å skape miljø rundt seg. Hans forskningsgruppe i Lund er vidt kjent for sitt høye nivå. For sine studenter og medarbeidere var Sven Gösta Nilsson veileder, inspirator og venn. Her fikk han spille ut sin rike og generøse personlighet. Sven Gösta Nilsson etablerte et nært samarbeid mellom sin gruppe i Lund og Niels Bohr Institutet og NORDITA i København. Han hadde fra begynnelsen av 50-årene det nærmeste samarbeide med Aage Bohr og Ben R. Mottelson. Sven Gösta Nilsson hadde flere opphold som gjesteforsker ved University of California og ved NORDITA og CERN.

Sven Gösta Nilssons interesser førte ham ut over kjernefysikken og han hadde krefter til å samarbeide i et varmeledningsprosjekt innenfor byggforskning. Han var en fin popularisator og ga mange bidrag til pressedebatten om miljø- og energispørsmål.

Den kristne tro var en integrert del av Sven Gösta Nilssons personlighet. I 1965 var han deltager i en internasjonal konferanse i Oxford i England om vitenskap og kristen tro.

Vi er mange som har fått oppleve Sven Gösta og Ingrid Nilssons varme gjestfrihet.

I savnet føler vi en typ takknemlighet for at vi fikk møte Sven Gösta som vitenskapsmann og som venn.

Kristoffer Gjøtterud

Om nivåsenkning i faget fysikk

I Fra Fysikkens Verden nr. 3/79 har amanuensis *Arvid Erdal* ved Fysisk institutt, Universitetet i Bergen et innlegg kalt «Nivåsenkning - av mottaker eller avsender?». Innledningsvis stiller Erdal spørsmålet om der har funnet sted en generell faglig nivåsenkning hos elevene i den videregående skolen. Erdal er spesielt opptatt av spørsmålet om elevene som leser *fysikk* i den videregående skolen er særlig motivert for dette faget. Utgangspunktet for Erdals refleksjoner er en fysikkprøve som ble gitt en avgangsklasse på naturfaglinjen ved et gymnas i Bergen. Konklusjonen på Erdals innlegg må etter min oppfatning tillates sammenfattet i følgende fire punkter:

1. Den videregående skolen makter ikke lenger i særlig grad å motivere sine elever for faget fysikk, motiveringen var langt bedre på den «gamle reallinjen».
2. Denne manglende motivering for fysikk hos gymnaselevene fører til at også mange laveregrads fysikkstudenter mangler motivering for faget. Da en del av disse studentene senere må antas å komme tilbake til skolen som lærere, vil disse som morgendagens gymnaslærere bringe med seg en manglende motivering tilbake til skolen. Vi er inne i en «ond sirkel» med en derav følgende nivåsenkning.
3. Det faglige nivå i fysikk hos gymnaselevene er nå så svakt at universitetene og høgskolene selv må bringe studentene opp til et «rimelig begynnernivå», dvs. «selv gi undervisning på gymnasnivå» i fysikk.
4. Den faglige nivåsenkning i fysikk skyldes avsender, dvs. den videregående skolen, mens universitetene og høgskolene forsatt holder samme faglige nivå.

Inndelingen i de fire punktene ovenfor er foretatt etter en meget nøye og seriøs analyse av Erdals innlegg. Inndelingen har vært nødvendig for meg, for derved klarest mulig å få frem de tanker som Erdal synes å gjøre seg til talsmann for.

Som fysikklærer i den videregående skolen er jeg meget opptatt av det problemkompleks som Erdal her tar opp. Men jeg mener bestemt at ugangspunktet for seriøse diskusjoner må være et ganske annet enn den *tilfeldig* valgte prøven som Erdal henviser til. I løpet av de ti siste år har jeg hatt en utstrakt kontakt med fysikklærere i den videregående skolen over hele landet, og jeg tør påstå at prøvene som lages, gjennomgående er meget godt gjennomarbeidet, med god avveining mellom teori og regneoppgaver. Lærernes faglige kvalifikasjoner bør i alle fall etter min mening *ikke* bestrides, noe som universitetene gjerne må ta som et kompliment for sin undervisning. Den prøven som Erdal refererer til anser jeg som et hendelig uhell.

Så tilbake til de fire punktene.

Til pkt. 1.

Elevmaterialet i den videregående skolen er i dag et *helt* annet enn det vi hadde i gymnaset for noen tiår tilbake. Opptaksprosenten er vesentlig øket, og elever med adskillig svakere grunnlag og sikkert også svakere motivering gjør sin entre i den videregående skolen. Dette stiller spesielt store pedagogiske krav til lærerne. Etter det første felles år velger elevene linje. De fysikkgrupper som da dannes, består stort sett av motiverte elever. Men lærerne vet at en god del av disse elevene *likevel* ikke har forutsetninger for å lese faget fysikk med særlig utbytte. Selv om faglærerne anstrenger seg til det ytterste for å motivere sine elever, blant annet ved utstrakt elevaktivitet gjennom demonstrasjoner og elevøvinger, vil den god del elever oppleve faget fysikk fullstendig virkelighetsfjernt, uinteressant og abstrakt. *Anvendelsene* av fysikken glimrer nemlig stort sett med sitt fravær, og det skyldes bl.a. at en ved oppsettet av fagplanene for det nye gymnas tok hensyn til de postgymnasiale utdannelsesinstitusjonenes krav om solide *teoretiske* kunnskaper i fysikk.

Var så motiveringen bedre hos elevene på den «gamle reallinjen?» Svaret er ja, kort og godt fordi elevmaterialet var meget bedre den gang. Men hos den elevgruppen som i dag stiller med de *samme* forutsetningene som elevene til det «gamle» gymnasets reallinje, er motiveringen like stor som tidligere. Videre er det en kjensgjerning at de videregående skolene i dag stort sett har meget godt utstyr til demonstrasjoner og elevøvinger. Lærerne forsøker da bevisst å motivere sine elever ved å bruke til dels ganske avansert utstyr i sine demonstrasjonseksperimenter, for eksempel ved måling av viktige fysiske størrelser. De fleste gymnas har i dag mulighet for å bestemme elektronets e/m-verdi, Plancks konstant, elektronenes frigjøringsenergi ved fotoeffekt og halveringstiden for noen radioaktive isotoper. Bølgeegenskapene til elektroner i bevegelse kan også påvises. Flere videregående skoler lar elevene arbeide selvstendig med slikt utstyr. I tillegg til dette tilbyr også noen videregående skoler halvlederfysikk som valgemne for sine elever, med anvendelse i praktiske koplinger der både dioder, transistorer og integrerte kretser inngår. Det faglige nivået skulle det således være *lite* å klage på. Videre skulle det være full dekning for å påstå at de fleste fysikklærere i den videregående skolen gjør alt de kan for å motivere sine elever ved å la dem delta aktivt i timene. Men om det alltid lykkes, se det er en annen sak.

Til pkt. 2.

Hvis jeg har oppfattet Erdal riktig, skulle manglende motivering for faget fysikk hos dagens gymnaselever føre til at de fremtidige studenter i fysikk i stor grad vil mangle en *klar* motivering for faget. På sikt skulle dette føre til en nivåsenkning hos lærerne i fremtidens skole.

Erdal har sikkert rett i at de studentene som i dag søker til universitetenes fysikkstudier jevnt over har svakere motivering for og dårligere forkunnskaper i faget fysikk en de studentene som ble rekruttert fra den «gamle reallinjen». En av grunnene til dette er det økte elevopptaket til de videregående skoler, en annen grunn er at elevene etter den nye strukturen i den videregående skolen kan avslutte fysikkurset etter 2. klasse. Men la oss heller ikke glemme at studentene velger universitetsfag etter hva som er attraktivt. Kan det f.eks. tenkes at universitetenes fysikkopplegg virker for lite engasjerende på dagens studenter, slik at svært mange velger andre fag enn nettopp fysikk? Er fysikken på universitetsnivå blitt for teoretisk, slik som den etter min mening også er blitt det i skolen? Her rører vi ved meget sentrale spørsmål. Personlig tror jeg at mange studenter i dag ikke reflekterer særlig meget i retning av faget fysikk, nettopp fordi faget ikke gir dem det de gjerne kunne ønske av *praktiske anvendelser* innen fagområdet.

Hvis Erdal er særlig redd for en synkende faglig standard hos de fysikere som senere kommer til å arbeide som lærere i den videregående skolen, må etter min mening kvaliteten sikres ved at universitetene i langt større grad enn tidligere tilbyr *skoleretet* fysikkopplegg for de studenter som ønsker dette. Her kan en jo bare henvise til meget vellykkede opplegg ved noen av våre universiteter. Ved at universitetene også tar opp metodiske og fagligpedagogiske emner innen et fagområde, kan de sikre seg at studenter som tar sikte på læreryrket, får en utdanning som virkelig kvalifiserer dem for dette yrket.

Til pkt. 3.

Erdal synes å mene at universitetene og høgskolene selv må gi begynnerundervisning på gymnasnivå.

Her synes jeg Erdal fullstendig mister sansen for proporsjoner. På grunnlag av blant annet en tilfeldig valgt standpunktprøve i fysikk finner han det nødvendig å gi gymnasundergvisning på våre universiteter og høgskoler. Tenk om jeg en dag kommer over en uheldig formulert fysikkprøve gitt i en ungdomsskoleklasse, og så på dette grunnlaget straks gjør klart for hele landets fysikere at nå må gymnasene gi begynnerundervisning på ungdomsskolenivå. Selvsagt må vi alltid starte en del nede i ungdomsskolens pensum når vi underviser i hvilket som helst fag i gymnasets 1. klasser. Like naturlig må det vel være for de postgymnasiale utdannelsesinstitusjonene å la all begynnerundervisning starte med en kort repetisjon av sentrale emner fra gymnasets pensum.

Hvis Erdal mener at våre universitet og høgskoler bør gi en til dels *omfattende* begynnerundervisning i fysikk innen emner som dekkes av gymnasets pensum, er jeg helt uenig. Etter min mening må institusjonene for høgre utdanning klart presisere at all begynnerundervisning i fysikk forutsetter forkunnskaper tilsvarende kjernestoffet i hovedkurset 2 FY og 3 FY for den videregående skolen. Bare på denne måten kan vi sikre oss at elevene i den videregående skolen stiller med de ønskede forkunnskaper når de senere eventuelt begynner et universitets- eller høgskolestudium.

Til pkt. 4.

Spørsmålet om *hvem* som må ta skylden for en nivåsenkning i faget fysikk er meget vanskelig å besvare. Personlig er jeg i alle fall lite villig til å legge all skylden på skolen. Jeg mener at den vesentligste årsak til nivåsenkningen er å finne i det faktum at stadig flere unge søker til høgre utdanning. Elevmaterialet i den videregående skolen er nokså uensartet, og spredningen i elevenes evner og interesse for skolen generelt er stor i en og samme klasse. Dette vanskeliggjør en effektiv undervisning, av det slaget vi kunne bruke den gangen elevene var

håndplukket. Universitetene får nå i større grad enn tidligere tilgang av studenter som sikkert helst burde valgt andre utdanningsveier. De fleste lærere, enten de nå underviser i nedre, midtre eller øvre skikt i utdanningssystemet, føler seg stundom nokså frustrert. Spørsmålet er om ikke dette er den pris vi lærere må betale fordi *poliktikerne* bruker vårt utdanningssystem som aktivitetsområde for den ungdom som ellers har vanskelig for å finne seg annet passende arbeid. Da er det lite relevant å stille spørsmål om det er «mottaker eller avsender» som har skyld i en eventuell nivåsenkning.

Til slutt vil jeg gjøre oppnmerksom på at Norsk Fysikkråd i høst sender ut et spørreskjema til samtlige videregående skoler i landet med studieretning for allmenne fag. En håper da å få klarlagt på hvilken måte elevene foretar sine valg innen naturfagene biologi, fysikk og kjemi, og videre hvorfor elevene velger slik som de gjør. Samtidig vil en også få en oversikt over naturfaglærernes utdannelse, og hvordan lærerne i fysikk legger opp sin undervisning. Et tilsvarende spørreskjema blir også sendt til samtlige ungdomsskoler i landet.

Når resultatene av disse undersøkelsene foreligger, har vi forhåpentlig et noe bedre grunnlag for å uttale oss om årsakene til en eventuell sviktende motivering hos dagens ungdom for faget fysikk.

Øystein Falch

Rettelser

R. Ravndal. Uteglemt del av artikkel i FFV nr. 3, side 64, 2. spalte, i 3. avsnitt:

På samme måte som hans spesielle relativitetsprinsipp tydelig viste at de elektromagnetiske kreftene var to aspekt av samme kraft, ville han at de geometriske egenskaper til det 4-dimensjonale tidsrom skulle vise at tyngdefeltet og det elektromagnetiske felt også var to sider av det samme geometriske felt.

R. Stabell. Uteglemt avsnitt i artikkelen i FFV nr. 3, side 62, spalte 1 etter denne ligningen:

$$T^S = 1.5 \cdot 10^{10}.t^{-1/2}$$

hvor temperaturen, T_S, er i grader når tiden t, måles i sekunder. Ved en strålingstemperatur på 10^{10}K (ca. 1 sek. etter at eksplosjonen startet) vil også elektroner, positroner og nøytrioner være tilstede i omtrent samme antall som fotoner og dette modifiserer uttrykket for temperaturen slik at $T_S = 10^{10}.t^{-1/2}$ (med de samme enheter som foran).

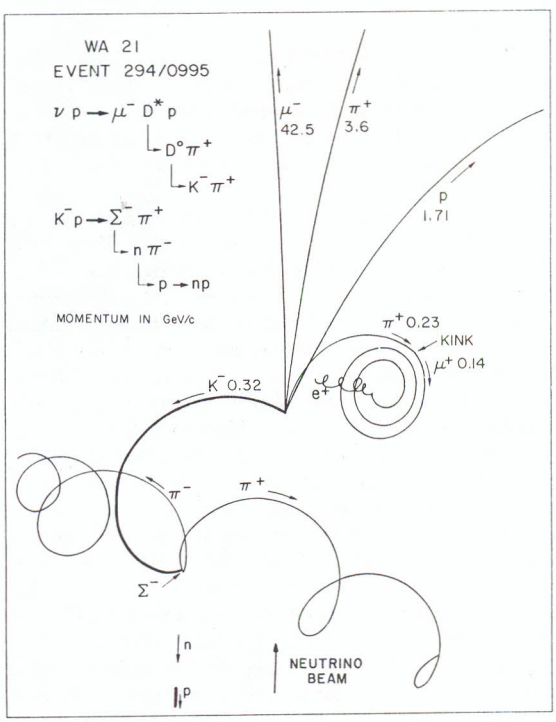
Side 60, spalte 1, avsnitt Universmodeller, pkt. 2; i parantesen skal stå R = 0.

CERN 25 ÅR

Jan Myrheim

CERN feiret offisielt 25 års jubileum den 29. september i år, og jubileet er blitt markert på flere måter i løpet av året, bl.a. ved at den årlige konferansen i høyenergifysikk ble arrangert i Geneve i sommer. CERN startet som et Europeisk Råd, derav navnet, (Conseil, Européen pour la Recherche Nucléaire), men har vokst til en organisasjon med 3500 fast ansatte, pluss 1500 fysikere som kommer fra mer enn 100 europeiske universiteter og forskningsinstitutter for å gjøre eksperimenter. 11 land har deltatt helt fra starten av, nemlig Belgia, Danmark, Frankrike, Hellas, Italia, Nederland, Norge, Storbritannia, Sveits, Sverige og Vest-Tyskland. Østerrike meldte seg inn i 1959, Jugoslavia var med opprinnelig, men meldte seg ut i 1962 og har nå observatørstatus sammen med Polen og Tyrkia. Dessuten var Spania medlem fra 1961 til 1969.

I løpet av 25 år har CERN bygd fire akseleratorer nær Geneve, på et landområde som først var rent sveitsisk, men som er blitt utvidet over grensen inn i Frankrike. Alle fire maskinene er fremdeles i drift, og tre av dem har vært, eller er, blant de største i verden. De to første, 600 MeV synkrosyklotronen SC og 28 GeV protonsynkrotronen PS, startet opp i rask rekkefølge i 1957 og i 1959. Den tredje, proton-proton lagringsringene ISR, startet opp i



(Photo CERN 02.6.55)

1971, og har siden hatt monopol på et energiområde som tilsvarer helt opp til 2000 GeV for en konvensjonell akselerator (av samme type som PS). ISR er for såvidt ingen akselerator, den samler opp høyenergetiske protoner fra PS i to ringer med motsatte omløpsretninger, og utnytter energien effektivt ved å la protonene frontkollidere. Den nyeste akseleratoren i CERN, 400 GeV super-protonsynkrontronen SPS, har bare vært i drift i tre år. SPS vil nå bli bygd om og forberedt for enda et stort sprang mot høyere energier i 1981. Da skal antiprotoner og protoner kunne akseleres samtidig og bringes til å frontkollidere med en energi på 270 + 270 GeV, som tilsvarer 150 000 GeV for en konvensjonell akselerator.

Det norske bidraget til CERN er beskjedent, mer presist 1.6 % av budsjettet, men Norge og andre små medlemsland har fått sin andel av stillinger og industrikontrakter. Det var en nordmann, Odd Dahl, som ble tilkalt for å lede planleggingen av den første store akseleratoren PS, mens en annen nordmann, professor Kjell Johansen, ledet byggingen av ISR. Norske fysikere deltar, eller har deltatt, i eksperimenter ved alle de fire akseleratorene.

Studiet av den sterke vekselvirkningen utgjør den største delen av aktiviteten i CERN, men CERN har også spesialisert seg på studiet av nøytrinoreaksjoner, altså svak vekselvirkning. I 1973 ble det funnet eksempler på en ny type svak vekselvirkning, gjennom såkalte nøytrale strømmer, på bilder fra det store boblekammeret GARGAMELLE. Det er neppe utrettferdig å nevne dette som den største oppdagelsen som er gjort i CERN, den ryddet av veien det viktigste hinderet for den foreningen av svake og elektromagnetiske vekselvirkninger som Glashow, Weinberg og Salam nettopp har fått Nobel-prisen for. Ellers vil vi komme tilbake med mer utførlige artikler om det bildet som etter hvert har vokst seg fram både av sterke og «elektrosvake» vekselvirkninger. Her kan det ha interesse å trekke fram litt andre sider av CERN-samarbeidet.

Utvekslingen av idéer over landegrenser har alltid vært en viktig forutsetning for framskritt i fysikken. I CERN foregår denne utvekslingen mer systematisk og i større skala enn kanskje noe annet sted, riktignok innenfor et begrenset område av fysikken. Hvor mye dette betyr for de fysikerne som deltar, for universitetene, særlig de små univesitetene, og for fysikken som helhet, er vanskelig å måle. Det går også an å se dette i en enda større sammenheng.

Europeisk fysikk var bare en av mange verdier som skulle bygges opp igjen etter krigen, og CERN ble vel ikke minst et symbol for samarbeidet mellom land som nylig hadde vært i krig. Som et eksempel på europeisk samarbeid har CERN vært uvanlig vellykket, bare antallet medlemsland skulle vise det klart. I dag er internasjonalt samarbeid mer livsviktig enn noen gang, og CERN er ett av de få stedene i verden hvor europeere, amerikanere, sovjetrussere og kinesere kan samarbeide uten forbehold. La gå at dette samarbeidet har rent symbolsk verdi, utover fysikken, og ikke kan snu opp ned på verdenspolitikken.

Som eksempel på ett av de hundre tusenvis av bilder som hvert år blir tatt opp ved CERN kan vi presentere nærmere et enestående «familieportrett» fra BEBC («Big European Bubble Chamber»). Vi tar bare med et utdrag av originalopptaket der spor av bakgrunnsstrålingen er utelatt.

Fysikken i det 20. århundre har gravd fram stadig nye kandidater til hederstitlen «elementærpartikkel». I dag snakker en om «familier» av elementærpartikler. Hver familie består av to kvarker, med elektrisk ladning (2/3 e) og (-1/3 e) (strengt tatt 6 kvarker, fordi hver kvark forekommer i 3 varianter med forskjellige «farger»), ett lepton med elektrisk ladning (-e), og ett nøytralt lepton, eller nøytrino. Hver partikkel har så sin antipartikkel. Kvarkene er ikke observert i fri tilstand, slik at det direkte beviset for at de eksisterer, mangler ennå. Hittil er tre familier identifisert:

1. u, d, e, ν_e
2. c, s, μ, ν_μ
3. t, b, τ, ν_τ

t-kvarken er fremdeles rent hypotetisk, men det vil komme som en stor overraskelse dersom den ikke gir seg til kjenne ved litt høyere energier.

På dette bildet fra BEBC har det lykkes å samle to familier i et sjeldent «familieportrett». Primærreaksjonen er en svak vekslevirkning mellom et usunlig μ-nøytriono (ν_μ) og et proton. Den utgående μ^- identifiseres ved hjelp av detektorer utenfor jernskjermingen omkring BEBC (som skjermer for det sterke magnetfeltet, produsert av en supraledende magnet).

Det fins også usynlige nøytrinoer i de to desintegrasjonene

$$\pi^+ \longrightarrow \mu^+ \nu_\mu$$
$$\mu^+ \longrightarrow e^+ \nu_e \nu_\mu$$

som begge røpes bare ved at sporene «knekker». Både det direkte produserte D^{*+}-mesonet og D^o-mesonet som oppstår ved desintegrasjonen av D^*, har for kort levetid til å bevege seg en synlig avstand, mens den $\bar{\Sigma}$ som produseres i sekundærreaksjonen forårsaket av $\bar{K}$, beveger seg omtrent én cm før den desintegrerer. Kvarkinnholdet av de forskjellige partiklene er som følger:

D^{*+}	$= c\bar{d}$	p	$= uud$
D^o	$= c\bar{u}$	n	$= ddu$
$\bar{K}$	$= s\bar{u}$	π^+	$= u\bar{d}$
$\bar{\Sigma}$	$= sdd$	π^-	$= d\bar{u}$

Spesiell relativitetsteori

Erik Eriksen)*

Jeg er blitt bedt om å skrive litt om spesiell relativitetsteori, men er noe betenkt: Stoffet er jo så godt kjent, og teorien så vel etablert; det finnes utmerkede fremstillinger i et utall av lærebøker og essays. Siden siste krig har teorien stadig krøpet nedover i skoleverket. For 30 år siden fikk vi som hovedfagsstudenter i fysikk (ved Universitetet i Oslo) en smakebit av teorien, - som et anhang til elektromagnetisme. Siden er den kommet i lavere grads kurser og i den videregående skolen. Som tilvalgsfag i matematikk og fysikk finnes det tekster som omfatter mer enn det vi i sin tid lærte som hovedfagsstudenter.

I det følgende skal jeg ta for meg litt av det vesentlige ved teorien og en del aspekter som kanskje ikke er så gjennomterpet i lærebøkene.

«Zur Elektrodynamik bewegter Körper».

Mange har sikkert stusset over tittelen på Einsteins første arbeid i relativitetsteori[1]). Den refererer til en problemstilling som vi skal gjøre rede for.

På den tid var det to store teoridannelser i fysikk, Newtons mekanikk og Maxwells elektromagnetisme, - og den herskende oppfatning av rom og tid var slik den kommer til uttrykk i Newtons ord:

> «Absolute space, in its own nature, without relation to anything external, remains always similar and immovable.»
>
> «Absolute, true, and mathematical time, of itself, and from its own nature, flows equably without relation to anything external.»

I pakt med denne oppfatning har vi Galilei-transformasjonene for overgangen mellom kartesiske koordinatsystemer i gjensidig bevegelse:

$$x' = x - vt, \quad y' = y, \quad z' = z, \quad t' = t.$$

Newtons mekanikk lyder et relativitetsprinsipp, for det følger av Galilei-transformasjonene at Newtons lover blir de samme i alle referansesystemer som beveger seg jevnt og rettlinjet i forhold til det såkalte absolutte rom. Innenfor Newtons mekanikk er det derfor umulig å peke ut noen referanse som den *primære* eller *absolutte,* så postulatet om det absolutte rom var forsåvidt overflødig.

I elektromagnetismen var situasjonen en helt annen. Maxwells ligninger, som står urokket den dag i dag, er av en slik form at Galilei-transformasjonene begrenser deres gyldighet til *ett* referansesystem.

Einstein påpeker i sitt arbeid at ifølge Maxwells ligninger og den da herskende oppfatning av tid og rom, er det to vesentlig forskjellige situasjoner når vi har -

(a) en magnet i bevegelse og en leder i ro, - og
(b) en magnet i ro og en leder i bevegelse.

Einstein gjør opp merksom på at all erfaring tilsier at (a) og (b) er samme situasjon, forutsatt samme relative hastighet. Med andre ord: At det ikke er noe foretrukket referansesystem. Eksempler av dette slag sammen med «de negative forsøk på å oppdage en hastighet av jorden i forhold til et lysmedium», får Einstein til å postulere en utvidelse av relativitetsprinsippet i mekanikken: At alle lover i optikk og elektromagnetisme gjelder i alle referansesystemer hvor Newtons lover i en første approksimasjon gjelder (det vil si i inertialsystemene); spesielt at lysets hastighet i det tomme rom alltid har en og samme verdi c, uavhengig av lyskildens bevegelsestilstand.

Postulatet om den absolutte hastighet har som kjent tilfølge at *tid* ikke kan opprettholdes som en absolutt størrelse, og at begreper som *samtidighet* og varighet blir referanseavhengige begreper. Galileitransformasjonene må vike plassen for Lorentz-transformasjonene som i sin enkleste (spesielle, homogene) form lyder:

$$x' = \gamma[x-vt], \quad y' = y, \quad z' = z, \quad t' = \gamma[t-(vx/c^2)];$$
$$\gamma = [1-(v/c)^2]^{-1/2}$$

Einstein er senere blitt spurt om han i 1905 kjente til Michelson-eksperimentene. Einstein er ikke sikker på om han gjorde det. I alle fall har de ikke vært av noen avgjørende betydning for hans filosofi.

Relativitetsprinsippet.

Spesiell relativitetsteori er ikke bare en samling formler for tidsdilatasjon, lengdekontraksjon, Dopplereffekt osv., - selv om dette er viktig nok, - men først og fremst et overordnet prinsipp for de forskjellige fysiske disipliner.

Dette prinsipp består i at inertialsystemene er likeverdige; at naturlovene kan uttrykkes ved de samme setninger og ligninger i alle inertialsystemer. Forat en teori, f.eks. elektromagnetismen, skal være fullstendig, er det ikke nok å angi ligningene og å definere størrelsene, men det hører

*) Teorigruppen, Fysisk Institutt, Boks 1049, Universitetet i Oslo, Oslo 3.

også med at man angir hvordan størrelsene transformerer og påviser at de transformerte størrelsene lyder ligninger av samme form i den nye referansen.

En kan høre om relativitetsteorien at «alt flyter», panta rei. En kan like gjerne hevde det motsatte: Nettopp den ting at alle inertial-referanser er likeverdige gjør at det finnes noe absolutt i form av setninger, ligninger og naturlover.

Transformasjoner

Anta at en prosess P utmåles fra to forskjellige inertialsystemer S_1 og S_2, og at måleresultatene sammenfattes i to (standardiserte) rapporter R_1 og R_2. Med en *passiv* transformasjon mener vi en oversettelse mellom rapporter som beskriver *en* og *samme prosess*.

Vi går ut fra at P er en *virkelig* prosess, det vil si dynamisk mulig ifølge naturlovene. Når man skal avgjøre om en rapport, f.eks. R_2, beskriver en dynamisk mulig prosess, er det ikke nødvendig å vite hvilket inertialsystem målingene er utført i, for kriteriene på det dynamisk mulige (naturlovene) er de samme i alle referansesystemer. Derfor kan observatørene i S_1 lese rapporten R_2 som en rapport forfattet i deres eget system S_1 (altså uten oversettelse), og konkludere med at den beskriver en dynamisk mulig prosess. Denne prosessen, som vi kan kalle P', kan ha mange trekk til felles med P, men den foregår kanskje på et annet sted til en annen tid, anderledes orientert i rommet osv.

Her er vi ved den *aktive* transformasjon P ⟶ P' av prosesser (innen et og samme referansesystem). P' er dynamisk mulig hvis og bare hvis P er dynamisk mulig.

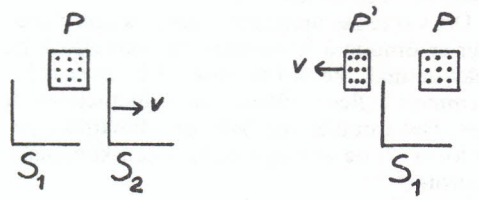


Fig. 1. Passive og aktive transformasjoner. R_1: Kloss iro. R_2: Kloss i bevegelse. P' er transformert prosess.

Relativitetsprinsippet anvendt på kvantemekanikk.

I kvantemekanikken er det som kjent slik at fysikalske systemer beskrives ved en bølgefunksjon, og kriteriet på det dynamisk mulige er en bølgeligning,

$$i\hbar \frac{\delta\psi}{vt} = H\psi$$

Vi har sett hvordan nye, dynamisk mulige, prosesser kan genereres ved aktive transformasjoner. Kvantemekanisk betyr dette en transformasjon av bølgefunksjonen, $\psi \longrightarrow \psi'$, der ψ' lyder samme bølgeligning som ψ,

$$i\hbar \frac{\delta\psi'}{\delta t} = H\psi'$$

Wigner [2] har vist at transformasjonen (ved passende valg av fasefaktorer) er unitær; det vil si

$\psi \longrightarrow \psi' = U\psi$, U unitær operator.

Det er et konsistenskrav at disse transformasjonene følger de samme sammensetningsregler som Lorentz-transformasjonene. Det kreves med andre ord av en relativistisk kvanteteori at det kvantemekaniske tilstandsrom kan tjene som basis for en unitær representasjon av (den inhomogene) Lorentzgruppen. Dette kan uttrykkes som en Lie-algebra for generatorene, det vil si for de infinitesimale transformasjonene. Det er ti forskjellige generatorer, svarende til at Lorentzgruppen er ti-parametrig.

Parameterne kan klassifiseres slik:

4 parametre for valg av nullpunkt for tid og rom,

3 parametre for valg av orientering,

3 parametre for hastighetstransformasjon (boost).

Ved å sette $\psi' = U\psi$ i bølgeligningene ovenfor finner man operatorligningen

$$i\hbar \frac{\delta U}{\delta t} + UH - HU = 0,$$

som forteller at U representerer en bevegelseskonstant. Det betyr at i en relativistisk kvantemekanikk er det en bevegelseskonstant for hver av de ti typer transformasjoner. Det samme gjelder forøvrig også i *analytisk* mekanikk når Lagrange-funksjonen er relativistisk invariant.

Overlyshastigheter

Eksempler på overlyshastighet kan være fasehastigheten i en bølgeleder eller i interferensmønsteret når plane bølger overlapper. Det kan være «sweep»-hastigheten i et oscilloskop, eller den situasjon at du står under en høy hvelving og dirigerer en lysstråle: Lysflekken på hvelvingen kan du få til å bevege seg med så stor fart som du måtte ønske.

Disse og andre eksempler som jeg kan gi, har det tilfelles at rekkefølge av hendelser i overlysfenomenet *ikke* er en kjede av årsaker og virkninger.

Når vi skal drøfte spørsmålet om partikler eller signaler kan ha en hastighet større enn lysets [3-6], må vi være oppmerksomme på at relativitetsteorien *i sitt utgangspunkt* ikke utelukker slike fenomener. Utgangspunktet i spesiell relativitetsteori (som fører til Lorentztransformasjonene for rom og tid) er postulatet om lyshastigheten som en absolutt hastighet, - ikke som en øvre grense.

Et argument som ofte anføres for å utelukke overlyspartikler (tachyoner) fra eksistens, er at partiklers impuls og energi,

$$p = mu, \quad E = mc^2, \quad m = m_0/\sqrt{1-(u/c)^2}, \quad u<c$$

blir uendelig store når man forsøker å få dem gjennom lysbarrieren. Men dette argumentet er ikke relevant, for det utelukker også partikler med lyshastighet. Vi kan gjerne se på lyshastighet som en barriere, men den forhindrer ikke at det kan være partikler på begge sider, - ja endog *på* barrieren!

En vanlig lærebok-metode til å finne det relativistiske uttrykket for impuls er å spekulere over enkle støtfenomener, f.eks. elastisk støt mellom identiske partikler, idet man krever at impulsen skal være en kollisjonskonstant i alle inertialsystemer. Ved nærmere inspeksjon (f.eks. av lign. III 20 i Møller: The Theory of Relativity, 1960) vil en se at problemet har en løsning også for $u > c$. Impuls og energi er da gitt ved

$$p = Mu, \quad E = Mc^2, \quad M = M_0/\sqrt{(u/c)^2-1}, \quad u>c.$$

I disse uttrykkene er lyshastigheten en *nedre* grense.

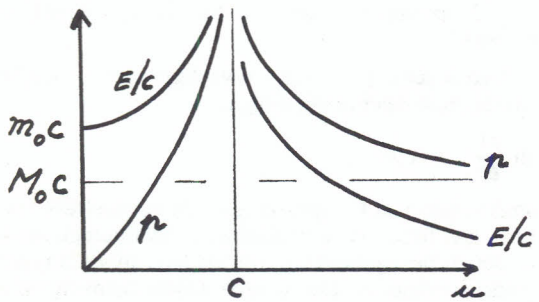


Fig. 2. Hvordan impuls og energi avhenger av hastigheten for bradyoner ($u<c$) og tachyoner ($u>c$).
M_0 er tachyonets «hvile»-masse.
For et transcendentalt tachyon ($u = \infty$) er $p = M_0c$ og $E = 0$.

Ved tachyonprosesser må man være forberedt på et uvanlig forhold, nemlig at begrepene absorbsjon og emisjon ikke gir uttrykk for en absolutt klassifisering. Fig. 3a viser en prosess hvor en vanlig partikkel (et bradyon) absorberer et tachyon. I et annet referansesystem kan den samme prosessen forløpe som en *emisjon* av et tachyon, fig. 3b.

Dette skyldes nettopp overlyshastigheten. Hendelser på tachyonets verdenslinje har ikke en absolutt ordning i tid. Fra Lorentz-transformasjonene finner vi nemlig

$$\Delta t' = \gamma(\Delta t - \frac{v}{c^2}\Delta x) =$$

$$\gamma\Delta t(1 - \frac{v}{c^2}u)$$

For $u > c$ finnes alltid en transformasjonshastighet $v < c$ slik at Δt og $\Delta t'$ får forskjellig tegn.

Med en tachyon-radio kunne en sende signaler med overlyshastighet. Ut fra en *klassisk* oppfatning

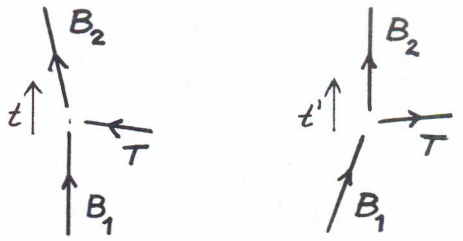


Fig. 3a,b. Figurene viser en samme prosess i to forskjellige referansesystemer. I det ene system blir et tachyon T absorbert av et bradyon B_1. I det andre blir tachyonet emittert av bradyonet.

av rom og tid er dette begrepsmessig sett ikke problematisk, men relativistisk kommer vi i konflikt med prinsippet om årsak og virkning.

I andre referansesystemer kan nemlig tachyonsignalet være på bestemmelsesstedet *før* utsendelsen. Tidsrekkefølgen av årsak og virkning er byttet om. Ikke nok med det: Ved hjelp av observatører med tachyon-radio i et annet passende referansesystem kan vi anordne en signalsyklus slik at signalet (eller informasjonen) kommer tilbake til utgangspunktet, *før det er sendt ut*. Det logiske paradoks er der når vi som skapninger - i en tilstand av bevissthet - kan gjøre et valg.

Tachyonene har i de siste 15 år vært gjenstand for en intens teoretisk utforskning, og det er forskjellige oppfatninger av om det er plass til dem - enn si ønskelig å ha dem - i det teoretiske bilde.

Eksperimentelt er de ikke påvist.

«Non-Interction» teoremer

Det var lenge upåaktet at det innenfor visse rammer er umulig å konstruere en relativistisk partikkeldynamikk. Først i de siste 10-15 år er dette blitt formulert i flere såkalte «non-interaction» teoremer. Disse uttaler seg både om dynamikk på vektorform [7 8]) og om dynamikk i den kanoniske formalisme.[9 10])

I den Newtonske mekanikk er det en enkel sak å konstruere en dynamikk for et partikkelsystem: Vi kan fritt postulere en kraftlov; kraften mellom partikler kan avhenge av deres relative posisjon og relative hastighet (ved samtidighet!); vi passer på at kraftloven lyder Newtons 3. lov, - og vi har en akseptabel dynamikk, invariant under Galilei-transformasjoner og med impulsen som bevegelseskonstant i alle inertialsystemer.

Anta nå at vi i spesiell relativitetsteori vil lage en dynamikk for et partikkelsystem, for enkelhets skyld to partikler. Vi følger mønsteret i Newtons mekanikk og beskriver systemet ved partiklenes koordinater som funksjon av tiden. Det vil si, vi unngår å innføre felter som formidlere av kraft og bærere av impuls, energi, osv.

La $\vec{p}_A(t)$ og $\vec{p}_B(t)$ være partiklenes relativistiske impuls ved tiden t. Vi forutsetter at den totale impuls er gitt ved summen $\vec{p}_A(t) + \vec{p}_B(t)$, og at denne er en bevegelseskonstant. Ved derivasjon får vi:

$$\frac{d\vec{p}_A(t)}{dt} = -\frac{d\vec{p}_B(t)}{dt}$$

Kreftene skal altså være motsatt like ved *samtidighet*. Relativistisk invarians krever at dette skal gjelde i alle inertialsystemer. Det er vist[8]) at dette er mulig bare når partiklene beveger seg jevnt og rettlinjet, det vil si uten vekselvirkning. (Eneste mulighet for vekselvirkning er ved direkte kontakt).

Det hele skyldes at actio-reactio kravet refererer til events (punkter i tidrommet) som er *samtidige*, men på *forskjellig* sted. I et annet inertialsystem er det ikke de samme par av events, for events som er samtidige i ett system, er som regel ikke samtidige i et annet.

Ta f.eks. en situasjon hvor to partikler opplever en vekselvirkning når de kommer innenfor en viss innbyrdes avstand i massesentersystemet, se fig. 4. Ved (1) og (2), som er samtidige i massesentersystemet, er begge partiklene i jevn rettlinjet bevegelse. I et annet referansesystem S' er (1) og (3) samtidige. Ved (3) er det en akselerasjon. Men dette er en umulighet dersom kraft og motkraft skal være motsatt like ved samtidighet i S'. Eneste mulighet - innenfor de gitte rammer - er at partiklene fortsetter sin rettlinjede ferd, eller vekselvirker der deres verdenslinjer eventuelt møtes.

Det er galt å trekke den slutning at en relativistisk partikkeldynamikk ikke lar seg konstruere. Det vi kan si er at en slik dynamikk sikkert er vesentlig mer komplisert enn den Newtonske, og at bevegelseskonstantene ikke er gitt ved partiklenes tilstand i nuet, men ved partiklenes historie.

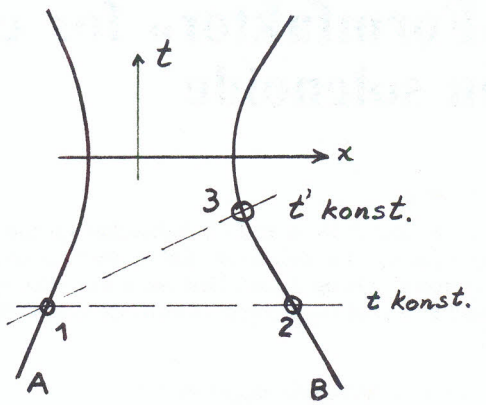


Fig. 4. Newtons 3. lov er en umulighet i relativitetsteorien. Ved (1) og (2), som er samtidige i massesentersystemet, er det ennå ingen frastøtning. I et annet referansesystem er (1) og (3) samtidige, og partikkel B opplever en kraft mens A er i jevn rettlinjet bevegelse.

REFERANSER

1. A. Einstein, Annalen der Physik, **17** (1905).
2. E. P. Wigner: Gruppentheorie und ihre Anwendung auf die Quantenmechanik der Atomspektren. Braunschweig 1931, 251-254.
3. G. Feinberg, Phys. Rev. **159,** 1089 (1967).
4. O. Bilaniuk and E. C. G. Sudarshan, Physics Today, May 1969.
5. O. Bilaniuk and others, Physics Today, Dec. 1969.
6. G. Feinberg, Scientific American, Feb. 1970.
7. H. Van Dam and E. P. Wigner, Phys. Rev. **142,** 838 (1966).
8. T. F. Jordan and C. S. Shukre, Phys. Rev. D **5,** 799 (1972).
9. D. G. Currie, T. F. Jordan and E. C. G. Sudarshan, Rev. Mod. Phys. **35,** 350 (1963).
10. H. Leutwyler, Nuovo Cimento **37,** 556 (1965).

Bøker

Vanskelig bok om korrosjon

H. Kaesche: Die Korrosion der Metalle. Andre rev. utgave. Springer Verlag, Berlin Heidelberg New York 1979, 388 sider. Pris DM 148,-.

Professor i korrosjon og overflateteknikk ved universitetet i Erlangen Helmuth Kaesche har på Springer Verlag utgitt en omarbeidet og utvidet utgave av sin bok Die Korrosion der Metalle. Boken er fokusert mot korrosjonens teoretiske grunnlag. I motsetning til de fleste andre lærebøker om korrosjon, inneholder den ikke egne avsnitt om problemer med spesielle materialer, slik som stål, aluminium, kobberlegeringer osv. Heller ikke omtales korrosjonsprøvning eller metoder til å holde korrosjon under kontroll, f.eks. med konstruktiv utforming, katodisk beskyttelse og beskyttende belegg. På de første 100 sidene gir boken en forholdsvis grundig gjennomgang av termodynamikk og elektrokjemisk kinetikk. Dernest beskrives inhibitorer, passivitet med eksempler fra stål, titan, aluminium og sink. Til slutt omtales kortsluttede galvaniske celler, groptæring, korngrensekorrosjon og spenningskorrosjon.

Man har med en temmelig teoretisk bok å gjøre. Fordelen med dette opplegget er at det er tillatt med en mer grundig presentasjon av korrosjonsteorien enn i de fleste andre lærebøker. Men boken er tunglest, og jeg tror at den som ikke kan elektrokjemisk kinetikk fra før, vil få litt av et sjokk. De som er inne i faget, og som har behov for å slå opp noen formler eller å lese om noen spesielle forhold innen termodynamikken eller elektrokjemisk dynamikk, vil vel foretrekke spesialbøker innen disse emnene og kan finne bøker som er på et høyere nivå og ikke vanskeligere å skjønne.

For en norsk leser som ønsker å sette seg inn i korrosjonens forskjellige sider, synes jeg fortsatt at professor Wranglén's bok er et godt valg. Den har riktignok et lavere ambisjonsnivå, men er lettlest og lar seg huske. Selv om jeg har innvendinger mot presentasjonen i Kaesche's bok, ønsker jeg å påpeke at det er gjort et kjempearbeid med å systematisere og kondensere nyere forskningsresultater. En bok som er up-to-date, er tross alt velkommen i dette felt.

K. Videm

«Formfaktor» for en enkel strømsløyfe og en solenoide

Kjell H. Smeby)*

Innledning

I nummer 3-1978 av FFV behandles formler og «formfaktor» for magnetisk flukstetthet for en enkel strømsløyfe og spoler. Hensikten med denne artikkel er å gi et supplement til ovenstående artikkel [1].

En enkel strømsløyfe omgitt av luft.

For en enkel strømsløyfe med radius R og strøm I, der trådtykkelsen forutsettes å være uendelig liten, er flukstettheten i sløyfeplanet gitt ved formel (A) i ovenstående artikkel. Formelen kan også gis på formen

$$B(x) = (\mu_o I/2R) \cdot f(x/R) \qquad (1)$$

der x er avstanden fra sentrum og f(x/R) er en funksjon («formfaktor») av forholdet x/R, og kan leses ut av fig. 1.

Som nevnt i redaktørens kommentar til formel (A) i [1], vil i det praktiske tilfellet tråden ha en endelig tykkelse d = 2r. At flukstettheten på overflaten starter på den endelige verdien ($\mu_o I/\pi d$) og så synker mot midten med «formfaktor» gitt av (A), er likevel bare gyldig for små r/R-forhold.

Forutsetter vi at en likestrøm (strømtetthet $j = I/\pi r^2$) sirkulerer i strømsløyfen (se fig. 2), vil flukstettheten i sentrum (origo) være gitt ved

$$B_Z = (\mu_o I/\pi r^2) \cdot [((R^2 + r^2)/3R^2) \cdot \{(R-r) \cdot K(k) + (R+r) \cdot E(k)\} - (R-r) \cdot (2/3) \cdot K(k)] \qquad (2)$$

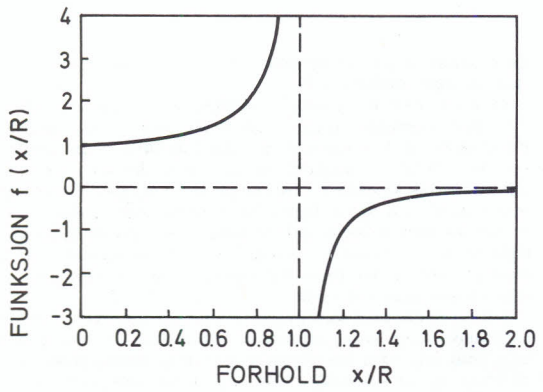


Fig. 1 Formfaktor, f(x/R), for flukstetthet i sløyfeplanet for en strømsløyfe med radius R og uendelig liten trådtykkelse.

*) Ingeniør ved Det norske Veritas

der K(k) og E(k) er komplette elliptiske integral av henholdsvis 1. og 2. slag.

$$k^2 = 4Rr/(R+r)^2 \; ; \; R > r$$

Formel (2) kan også gis på formen

$$B_Z = (\mu_o I/2R) \cdot g(r/R) \quad , \qquad (3)$$

der g(r/R) er en funksjon (formfaktor) av forholdet r/R, og kan leses ut av fig. 3.

I praksis vil oftest r/R-forholdet være lite, $r << R$, og vi kan derfor sette g(r/R) = 1.

Fig. 4 viser skjematisk feltvariasjonen i sentrum (x = z = 0) og på overflaten (x = R-r og x = R + r) av en strømsløyfe (se fig. 2) når vi lar R variere i forhold til r = const. > 0.

$B_1 = \mu_o I/2R$ refererer seg til sentrum og $B_2 = \mu o I/2\pi r$ til overflaten. (Faktoren g_1 kan leses ut av fig. 3).

En solenoide omgitt av luft.

Som nevnt i nummer 3-1978 av FFV erstattes ofte en solenoide med en idealisert konstruksjon,

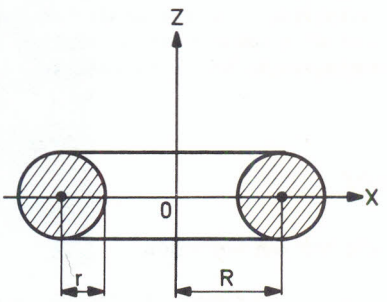


Fig. 2 Strømsløyfe med radius R og trådtykkelse 2r.

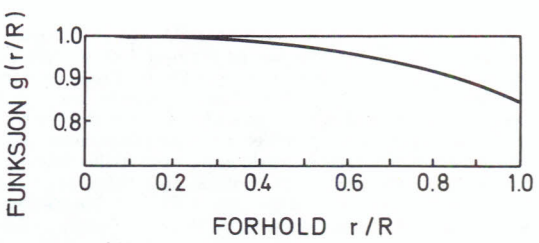


Fig. 3 Formfaktor, g(r/R), for flukstetthet i sentrum av en strømsløyfe med radius R og trådtykkelse 2 r.

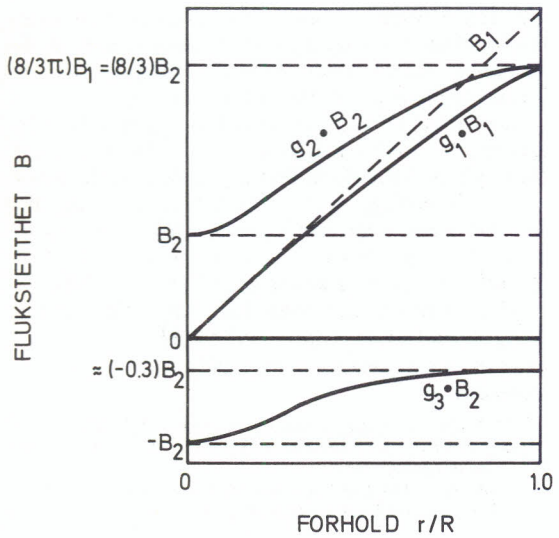


Fig. 4 Skjematisk feltvariasjon for strømsløyfe med radius R og trådtykkelse 2 r.

nemlig et sylindrisk strømsjikt med aksiell strømtetthet j = IN/L.

Imidlertid vil en virkelig solenoide bestå av en leder som er viklet som en «helix» (se fig. 5).

Vi forutsetter at solenoiden fører en likestrøm med strømtetthet j = $I/\pi r^2$. La «helix»-delen av solenoiden være definert ved*)

$$\xi = (R + \rho \cos\psi) \cos\varnothing$$
$$\eta = (R + \rho \cos\psi) \sin\varnothing$$
$$\zeta = (\varnothing\ R\ \mathrm{tg}\alpha) + \rho \sin\psi \qquad (4)$$

der $\rho = \delta \cdot (1-\sin^2\alpha \cdot \sin^2\psi)^{-1/2}$; $\delta\varepsilon[0,r]$; $\psi\varepsilon[0,2\pi]$; $\alpha\varepsilon<0,\pi/2>$; $\sin\alpha > r/\pi R$; $R > r$

r = trådradius og α = trådstigningsvinkel.

Vi definerer lengden av solenoiden ved

*) i sylinderkoordinater $((R + \rho \cos\psi), \varnothing, \zeta)$

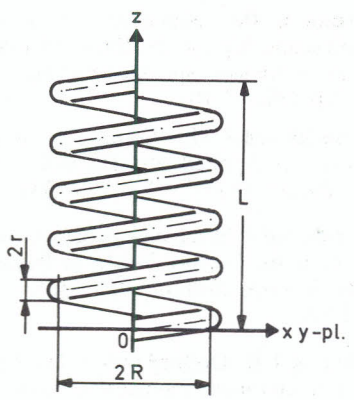


Fig. 5 En solenoide (helix) med radius R, trådtykkelse 2r og lengde L.

$$L = N2\pi\ R\ \mathrm{tg}\alpha \qquad (5)$$

der N = antall vindinger ($\varnothing = N2\pi$)

Med r = 0 reduseres (4) til en skruelinje, og en finner problemet analysert i [2]. Vi vil her kun begrense oss til feltbidraget som skyldes «helix»-delen av solenoiden.

Langs z-aksen er z-komponenten av flukstettheten gitt ved

$$B_z = (\mu_o IN/L) \cdot h(z) \qquad (6)$$

der $h(z)\varepsilon<o,1>$ og er en funksjon («formfaktor») som er avhengig av solenoidens konstruksjon og av z.

For et *sylindrisk strømsjikt**) (med lengde L, radius R og strøm I · N) og en *skruelinje* (gitt av (4) med r = 0 og L gitt av (5)) er «formfaktor» gitt ved

$$h(z) = (1/2) \cdot [(L-z) \cdot ((L-z)^2 + R^2)^{-1/2} + z \cdot (z^2 + R^2)^{-1/2}] \qquad (7)$$

For en *virkelig solenoide* (gitt av (4) med $r \neq 0$ og L gitt av (5)) er «formfaktor» gitt ved

$$h(z) = (\cos\alpha/2\pi r^2) \cdot \int_{-r}^{r} [(V^2 + (w-z+L)^2)^{1/2} - (V^2 + (w+z-L)^2)^{1/2} + (V^2 + (w+z)^2)^{1/2} - (V^2 + (w-z)^2)^{1/2}]\, du \qquad (8)$$

der $V = R + u$; $w = (r^2-u^2)^{1/2}/\cos\alpha$

Fig. 6 angir «formfaktor» h(z) for solenoider med forhold 2R/L = 0,25.

For en *uendelig lang solenoide (gitt av (4) og (5) med* $r \geqslant 0$) er z-komponenten av flukstettheten langs z-aksen gitt ved

$$B_z = \mu_o\ I\ n \qquad (9)$$

der n = N/L = $1/2\pi R\ \mathrm{tg}\alpha$

*) da strømbanen overalt står normalt på z-aksen får vi bare z-komponent.

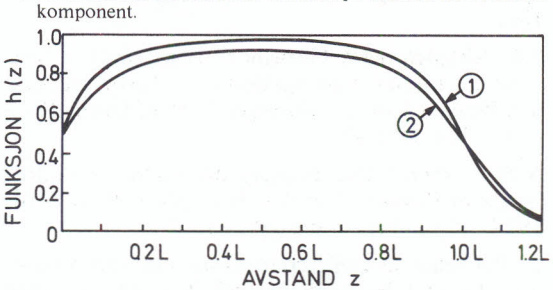


Fig. 6 Formfaktor, h(z), for solenoide med 2R/L = 0,25
Kurve 1 gjelder for et sylindrisk strømsjikt og en skruelinje.
Kurve 2 gjelder for en tett-viklet solenoide med $\sin\alpha = 1/\pi$ når $r \longrightarrow R$.

Feltlinjene er spiraler.

Det kan vises [2] at for en solenoide (gitt ved (4) og (5) med $r \geqslant 0$) vil vi langs z-aksen generelt ha både B_x-, og B_y- og B_z- komponenter. Altså: feltlinjene er ikke rette, men går i spiraler! Om $\alpha \longrightarrow 0$ så vil både B_x- og B_y-komponenten gå mot null (når N er et naturlig tall), og for en uendelig lang solenoide vil vi bare ha B_z-komponent når $\alpha \longrightarrow 0$ eller $n \longrightarrow \infty$.

Merknader til [1].

Med $z = 0{,}5\ L$ får vi av (6) og (7) at flukstettheten midt i en «idealisert» solenoide er gitt ved

$$B_z = \mu_0 IN/D \qquad (10)$$

$$\text{der } D = (L^2 + (2R)^2)^{1/2}$$

Formel (9) og (10) er identisk med formel 1) og 2) gitt i [1]. At formel 3) gitt i [1] er eksakt for en sirkulær kveil med N vindinger er en sannhet med modifikasjoner (saml. f.eks. formel (1) og (3), der en kunne tenke seg å bytte ut I med $I \cdot N$).

Jeg tror vi vil være best tjent med å benytte solenoider *) med tilstrekkelig små 2R/L-forhold. Dette gir et tilstrekkelig homogent felt i både radiell og aksiell retning, og som med stor nok nøyaktighet kan beregnes etter den «gamle» formelen ($B_z = \mu_0 IN/L$). Dessuten har vi ved veiing av kraft på strømleder i et magnetfelt at $\Delta \vec{F} = i \cdot \Delta \vec{l} \times \vec{B}$.

«Vi vet hva vi har, men ikke hva vi får». Se forøvrig redaktørens kommentar til [1].

*) enlags og tettviklet spole av tynn tråd ($\alpha \longrightarrow 0$)

Referanser

[1]: H. Sollie: En nyttig formel for magnetisk flukstetthet i spoler. Fra Fysikkens Verden nr. 3-1979 + redaktørens kommentar samme sted.

[2]: William R. Smythe: Static and Dynamic Electricity, § 7.15, Mc Graw-Hill Book Company, 1968.

Bøker ankommet redaksjonen:

L.B. Felsen (ed): Transient electromagnetic fields. Topics in Applied Physics Vol. 10. Springer-Verlag, Berlin, 1976. 274 s. Pris DM 92.60.

M. Ueta og Y. Nishina (eds.): Physics of highly excited states in solids. Lecture Notes in Physics Vol. 57. Springer-Verlag, Berlin, 1976. 391 s. Pris heftet DM 31.-.

F. Winkel: Technik des Magnetspeicher. Springer-Verlag, Berlin, 1977. 402 s. Prin innbundet DM 118.-.

F.K. Fong (ed.): Radiationless processes in molecules and condensed phases. Topics in Applied Physics Vol. 15. Springer-Verlag, Berlin, 1976. 360 s. Pris DM 97.-.

Y.V. Venkatesh: Energy methods in time varying system stability and instability analysis. Lecture Notes in Physics Vol. 68. Springer-Verlag, Berlin 1977. 256 s. Pris heftet DM 24.80.

V.I. Mathovics (ed.): Boron and refractory borides. Springer-Verlag, Berlin, 1977. 656 s. Pris DM 180.-.

S.L. Shapiro (ed.): Ultrashort light pulses. Picosecond techniques and applications. Topics in Applied Physics Vol. 18. Springer-Verlag, Berlin 1977. 389 s. Pris DM 97.-.

A.H. Völkel: Fields, particles and currents. Lecture Notes in Physics, Vol. 66. Springer-Verlag, Berlin 1977. 354 s. Pris heftet DM 31.-.

L. Pál (ed.): Organic conductors and semiconductors. Lecture Notes in Physics, Vol. 65. Springer-Verlag, Berlin 1977. 654 s. Pris heftet DM 49.-.

A. Böhm (ed.): Fiber bundle technique in gauge theory. Lecture Notes in Physics, Vol. 67. Springer-Verlag, Berlin, 1977. 248 s. Pris heftet DM 24.80.

D. Casasent (ed.): Optical data processing. Topics in Applied Physics, Vol. 23. Springer-Verlag, Berlin, 1978. 286 s. Pris DM 86.-.

J.B. Keller og J.S. Papadakis (eds.): Wave propagation and underwater acoustics. Lecture Notes in Physics, Vol. 70. Springer-Verlag, Berlin, 1977. 287 s. Pris heftet DM 24.80.

G. Veto og A.S. Wightman (eds.): Invariant wave equations. Lecture Notes in Physics, Vol. 73, Springer-Verlag, Berlin, 1978. 416 s. Pris heftet DM 37.-.

T. Wolfram (ed.): Inelastic electron tunneling spectroscopy. Springer Series in Solid-State Sciences Vol. 4. Springer-Verlag, Berlin, 1978. 242 s. Pris DM 58.-.

C.V. Shank (ed.): Picosecond phenomena. Springer Series in Chemical Physics Vol. 4. Springer-Verlag, Berlin, 1978. 359 s. Pris DM 64.-.

K. Chadan og P.C. Sabatier: Inverse problems in quantum scattering theory. Springer Texts and Monographs in Physics. Springer-Verlag, Berlin, 1977. 344 s. Pris DM 67.70.

H.M. Smith (ed.): Holographic recording materials. Topics in Applied Physics Vol. 20. Springer-Verlag, Berlin, 1977. 252 s. Pris DM 75.-

L. Garrido (ed.): Stochastic processes in nonequilibrium systems. Lecture Notes in Physics Vol. 84. Springer-Verlag, Berlin, 1978. 355 s. Pris heftet DM 35.50.

A. Böhm og J.D. Dollard (eds.): The rigged Hilbert space and quantum mehcanics. Lecture Notes in Physics Vol. 78. Springer-Verlag, Berlin, 1978. 70 s. Pris heftet DM 18.-.

Solitoner

*P. C. Hemmer**

Generasjoner av fysikere har lært og praktisert lineære beskrivelser av fysiske fenomener, med tilhørende oppløsning i egensvingninger, superposisjon, etc. Ikkelineariteter har i høyden blitt tatt hensyn til som perturberende korreksjoner til den lineære betraktningsmåten. For å finne solitoner må en gå ut over slike lineære og lineariserte beskrivelser: *solitoner er partikkel-liknende eksitasjoner i genuint ikkelineære media.*

Den første rapporterte iakttagelse av et soliton gjorde den engelske hydrodynamiker og entreprenør John Scott Russel i Edinburgh-Glasgow-kanalen i august 1834. I hans egne ord:

> *I was observing the motion of a boat which was rapidly drawn along a narrow channel by a pair of horses, when the boat suddenly stopped - not so the mass of water in the channel which it had put in motion; it accumulated round the prow of the vessel in a state of violent agitation, then suddenly leaving it behind, rolled forward with great velocity, assuming the form of a large solitary elevation, a rounded, smooth and well-defined heap of water, which continued its course along the channel apparently without change in form or diminuation of speed. I followed it on horseback, and overtook it still rolling on at a rate of some eight or nine miles an hour, preserving its original figure some thirty feet long and a foot to a foot and a half in height. Its height gradually diminished, and after a chase of one or two miles I lost it in the windings of the channel. Such, in the month of August 1834, was my first chance interview with that singular and beautiful phenomenon...(Proc. Roy.Soc.Edinburgh 1844).*

Slike lokaliserte bølger som forplanter seg uten å endre form kalte Scott Russel *solitære bølger*. For endimensjonal bevegelse er de av formen u(x,t) = u(x-ct), der c er hastigheten. Dersom to vel atskilte solitære bølgepulser starter på kollisjonskurs, så ville en tro at i et ikke-lineært medium ville resultatet etter vekselvirkningen bli en komplisert historie. Det er ikke alltid så: De to solitære bølgene kan dukke opp etter kollisjonen med uendret form og hastighet, og isåfall kalles de solitære bølgepulsene for *solitoner*. Dette kunne vi ta som definisjon på klassiske solitoner. I praksis utvides definisjonen endel. I tillegg til slike aristokratiske solitærbølger som skrider fram uten å foretrekke en mine, inkluderes mer plebeierske slektninger. Ett eksempel er en bølgepakke med en omhyllingskurve som propagerer med uendret form. En annen variant er pulser med indre frihetsgrader, f.eks. med periodisk varierende bølgehøyde (fig. 1). En tredje variant er bølger med konstant profil, men med variabel hastighet c(t). I alle tilfeller avgjør overlevingsevnen i kollisjoner om solitærbølgene er solitoner.

Dispersjon og ikke-lineariteter

Mange ikke-lineære bølgelikninger har solitærbølge-løsninger, men bare et sterkt begrenset antall av dem har soliton-løsninger. Derfor kunne en ledes til å tro at hele solitonfenomentet var snurrepiperier uten interesse for fysikken. Dette er likevel ikke så fordi flere av de solitonbærende likningene har i en viss forstand universell betydning. Korteweg-de Vries likningen

$$u_t + uu_x + u_{xxx} = 0, \qquad (1)$$

for eksempel, gir en god beskrivelse av bølger i de fleste svakt ikke-lineære og svakt dispersive media. (I likningen betegner nedre indeks derivasjon med hensyn på den angitte variable. Alle konstanter i

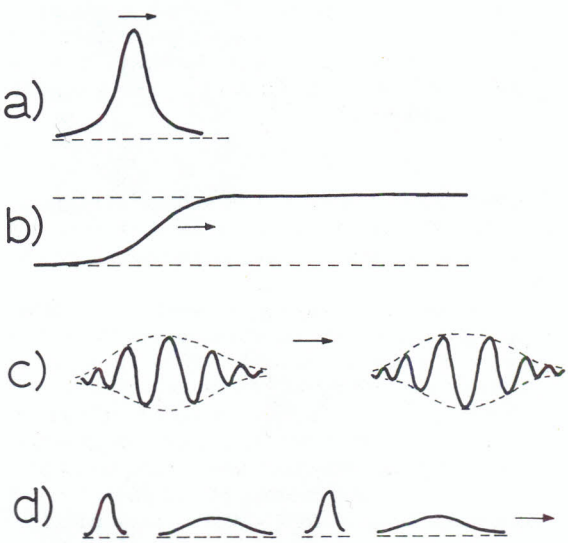


Fig. 1 Solitærbølgetyper. Aristokratiske varianter er pulsformen (a) og kinkformen (b), og av plebeierske varianter er vist omhyllingstypen (c) og den pulserende form (d).

*) Institutt for teoretisk fysikk, NTH.

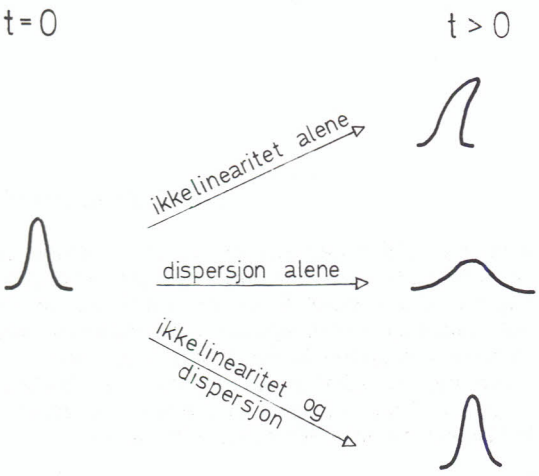


Fig. 2 Den kvalitative effekt av ikkelinearitet og av dispersjon på en bølgepuls. Tilstedeværelse av begge effekter er nødvendig for at pulsen skal kunne bevege seg uten formendring.

likningen er skalert bort). Kvalitativt kan lett diskutere virkningen av disse to effektene (fig. 2).

Med bare ikke-linearitet tilstede fås bølgelikningen $u_t + uu_x = 0$, der utbredelseshastigheten er amplituden u selv. Når de store bølgeamplitudene har størst hastighet vil en puls bli steilere og steilere og tilslutt bryte.

Med bare dispersjonsleddet tilstede, $u_t + u_{xxx} = 0$, er likningen lineær. En puls kan oppløses i sine harmoniske komponenter $\cos(kx-k^3t)$ og $\sin(kx-k^3t)$. Da bølgehastigheten er k^2 vil de kortbølgede komponentene løpe fra de langbølgede komponentene, og pulsen flyter utover.

Med *både* ikkelineære og dispersive effekter inkludert kan steilingen og utflytingen holde hverandre i sjakk, slik at en puls kan propagere med uendret form. For ovenstående Korteweg-de Vries likning er det lett å se at for enhver verdi av hastigheten c oppfyller profilet

$$u(x,t) = 3c/\cosh^2[\sqrt{c}(x-ct)] \qquad (2)$$

bølgelikningen. Det beviser at avbalanseringen av de to effekter er mulig, og vi har funnet en hel klasse solitære bølger der de store pulsene går raskest.

Korteweg-de Vries likningen beskriver overflatebølger på grunt vann og ovenstående solitærbølgeprofil er presis hva Scott Russel så fra hesteryggen! Disse solitærbølgene er solitoner idet de består kollisjonstesten (fig. 3). Figuren viser at når solitonene kolliderer får en langt fra noen superposisjon av de to enkeltsolitonene, vannmassen synes passere fra den ene til den andre pulsen på en forbløffende måte. Dette er derfor klart et ikke-lineært fenomen.

Det var amerikanerne Zabusky og Kruskal som i 1965 først demonstrerte (ved numerisk beregning) stabilitetsegenskapene når to Korteweg -de Vries solitærbølger kolliderte, og de innførte «soliton»-navnet i denne forbindelse. Fra dette tidspunkt har interessen for solitonfenomenet vært stadig og sterkt voksende.

Som nevnt ovenfor har Korteweg-de Vries likningen gyldighet som en relativt alminnelig beskrivelse for svakt dispersive bølger og svakt ikkelineære bølger. Fysiske problemer der den har vært anvendt er, foruten kanalbølger: Ione-akustiske og magnetosoniske plasmabølger, plasmabølger i tynne rør, longitudinale elastiske bølger i staver, fononbølger i ikke-lineære krystaller.

Det er allerede nevnt at solitære bølger muliggjøres idet ikke-linearitetens tendens til å gi steilere bølgefronten kan kompenseres med dispersjonens tendens til å gjøre pulser utflytende. *Dissipative* effekter, som diffusjon og varmeledning, får også konsentrerte pulser til å flyte ut, og en kunne tenke seg at for ikkelineære bølger med dissipasjon i stedet for dispersjon vil den nødvendige avbalansering kunne oppnås. Dette er også tilfellet. Et slikt eksempel på en ikke-lineær likning med dissipasjon er

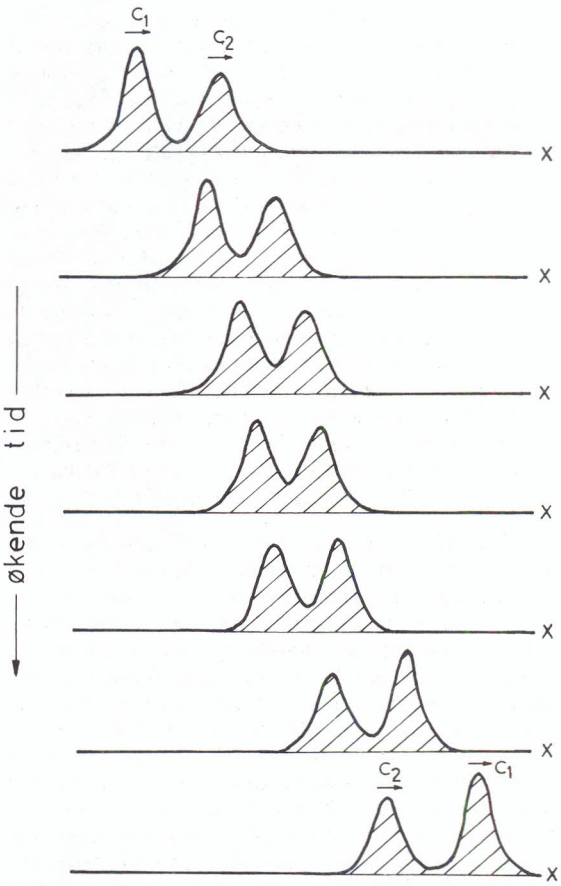


Fig. 3 Innhentende kollisjon mellom to Korteweg-de Vries solitoner. Hastighetsforholdet er $c_1/c_2 = 4/3$.

Burgers likning $u_t + uu_x = \nu u_{xx}$, som er et spesialtilfelle av Navier-Stokes likning i hydrodynamikken. Det siste leddet er et dissipativt viskositetsledd. En får ganske riktig solitære bølger i dette tilfellet, men disse er *ikke* solitoner. Solitoner finnes øyensynlig bare i dispersive ikke-lineære media.

Sammenheng med kvantemekanisk potensialproblem

Hvorledes en løser Kortweg-de Vries likingen (1) kan vi ikke gå inn på her. Det er komplisert og innebærer at en studerer et helt annet fysisk problem, nemlig det *kvantemekaniske* problem for en partikkel i et endimensjonalt potensial. Med en hensiktsmessig skalering av konstantene er den stasjonære Schröder-likningen for et slikt potensialproblem av formen

$$-\psi_{xx} - \tfrac{1}{6} u(x)\psi(x) = E\,\psi(x) \quad , \qquad (3)$$

der E er energien. Potensialet u(x) som inngår her er et øyeblikksbilde av bølgeprofilet u(x,t), f.eks. hvilket som helst av profilene i fig. 3.

Vi kan nøye oss med å påpeke to forbløffende egenskaper ved dette assosierte problem:

Når u(x,t) utvikler seg i tida vil alle potensialene $u(x,t_1)$, $u(x,t_2)$, etc., i det kvantemekaniske problem has presis de *samme* egenverdier. De har også like mange bundne tilstander som antall tilstedeværende solitoner. Derfor må alle «potensialene» i fig. 3 ha *to* diskrete energinivåer, og de samme to. (Merk at faktoren $-\frac{1}{6}$ i (3) gjør at fig. 3 viser negative potensialbrønner, ikke humper).

Dersom u(x,t) er en ren N-solitonløsning, dvs. at den beskriver kollisjoner mellom N solitoner av typen (2) så er *alle* de potensialer som framkommer i tidens løp *gjennomsiktige* i det kvantemekaniske problem. Med andre ord: Alle løpende bølger e^{ikx} transmitteres med uendret amplitude og refleksjonskoeffisient null! Profilene i fig. 3 og i likning (2) er eksempler på slike gjennomsiktige potensialer.

Sine-Gordon likningen

Den såkaltes sine-Gordon likningen,

$$u_{xx} - c^{-2}u_{tt} = \sin u \qquad (4)$$

er en annen ikke-lineær solitonbærende likning, som også har anvendelse på en rekke fysiske problemer. I lett forkledd form så den dagens lys i 1878 da den kjente russiske matematiker Tsjebysjeff skrev en artikkel «Om tilskjæring av klær»! Den første anvendelsen i fysikken var i en 1938-artikkel av Kontorova og Frenkel om dislokasjoner i krystaller.

Sine-Gordon likningen kan enkelt modelleres med en lang rekke koplede pendler, f.eks. nåler i en gummistrikk (fig. 4). En enkelt pendel med utslagsvinkel u følger en svingelikning av typen $u_{tt} = \omega^2$ sin u, mens torsjonssvingningene av kabelen alene ville styres av en ligning $u_{tt} - c^2 u_{xx} = 0$. Kombinasjonen av begge effekter gir sine-Gordon likningen (4).

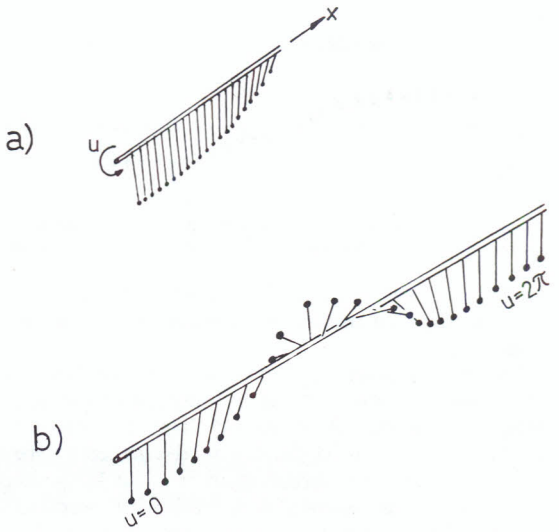


Fig. 4 (a) Mekanisk modell for sine-Gordon likningen. De tettsittende pendlene er koplet via torsjonssvingningene i den elastiske streng.
(b) Et soliton. Dette er et kinksoliton som vist i fig. 1b.

Når pendlene tvinnes en omgang rundt på halvdelen av strikken slik at vinkelen u øker med 2π (fig. 4b) tilsvarer dette en statisk løsning

$$u = 4\tan^{-1} e^{x} \qquad (5)$$

av sine-Gordon likningen. Tilsvarende *bevegelige* løsninger er solitære bølger, og ser ut som vist i fig. 1b. En slik solitær bølge er også et soliton, og kalles en «kink».

Den lineariserte sine-Gordon likningen ($\sin u \approx u$) er identisk med den endimensjonale versjon av Klein-Gordon likningen $\nabla^2\psi - c^{-2}\psi_{tt} = \psi$, i relativistisk kvantemekanikk, derav navnet! Som en ikke-lineær Klein-Gordon likning har den i noen grad vakt partikkelfysikeres interesse. En grunn til at ikke-lineære feltteorier er interessante er at de kan beskrive partikler med utstrekning, og derved unngå divergensproblemer forbundet med punktpartikler. Solitonene er partiklene knyttet til feltet. Som vi har sett oppfører jo solitonene seg omtrent som partikler i kollisjoner. Om solitoner vil spille noen særlig rolle i framtidens partikkelfysikk er muligens tvilsomt, i alle fall kan ikke artikkelforfatteren tilby noen gjetninger på dette feltet.

Domènegrenser

Et annet fysisk problem der en kan møte sine-Gordon likningen er studiet av domenegrense-dynamikk i magnetiske krystaller. En domenegrense eller Bloch-vegg er et område som skiller et doméne

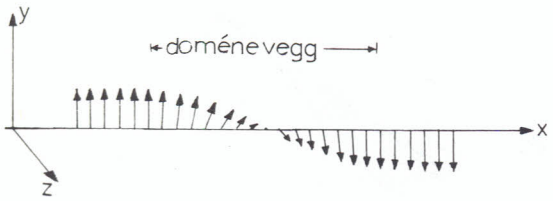


Fig. 5 Reversering av magnsetiseringen gjennom en doménegrense. Den foretrukne magnetiseringsretning er y-aksen.

med en gitt orientering av magnetiseringen fra et doméne med en annen orientering av magnetiseringen.

Fig. 5 illustrerer en doménegrense i en krystall med y-aksen den foretrukne magnetiseringsakse. Magnetiseringen M forutsettes ligge i yz-planset. Vinkelen $\varphi(x)$ som M danner med y-aksen endres langsomt gjennom doménegrensen. Det koster en anisotropienergi $K\sin^2\varphi$ å avvikle fra y-retningen, og det koster en vekselvirkningsenergi $J\varphi_x^2$ å ikke ha parallelle magnetiseringsvektorer overalt. I det statiske tilfellet gjelder det derfor å minimalisere

$$\int dx[K\sin^2\varphi + J\varphi_x^2]$$

Dette variasjonsproblemet har Eulerlikningen

$$u_{xx} = KJ^{-1} \sin U .$$

med $u = 2\varphi$, den statiske sine-Gordon likning. I tillegg til de trivielle løsninger $\varphi = 0, \pm 2\pi$, etc., har en også den løsningen (5) som beskriver strukturen av Blochveggen mellom de to områdene med motsatt magnetiseringsretning ($\varphi = 0$ og 2π, $u = 0$ og π).

Det har vært vist at en doménevegg kan bevege seg, og når dette tas i betraktning fås den fullstendige sine-Gordon likning (4). Ensoliton-løsningen for denne

$$u(x,t) = 4 \tan^{-1}\exp \frac{x-ct}{\sqrt{1-c^2}},$$

viser at vegghastigheten c har en maksimalverdi, lik 1 i den dimensjonsløse utgaven (4) av sine-Gordon likningen. Videre ser en at det er en «Lorentz-kontraksjon» av veggtykkelsen når doménegrensen beveger seg.

Andre fysiske realisasjoner av sine-Gordon likningen er i situasjoner som kan beskrives som et spinnsystem, der det ikke er virkelig spinn som i ovenstående ferromagnet, men der det er innført en formell spinnbeskrivelse. Et viktig eksempel er intense optiske pulser. Dersom mediet har en resonant atomovergang som berører bare to nivåer så kan besettelsen av disse to tilstandene beskrives som et spinn-opp eller spinn-ned problem. Disse atomære kvasispinnene virker omtrent som pendlene og er koplet via Maxwells likninger, og bevegelsen er beskrevet ved sine-Gordon likningen! Solitonpulser kan gå uten energi- eller formendring, så mediet er gjennomsiktig for dem. Dette er den såkalte selvinduserte transparens, eksperimentelt velkjent.

Andre anvendelser i fysikken av sine-Gordon likningen kan vi ikke gå inn på. Disse omfatter pulser i superledende Josephsonledere, spinnbølger i superflytende ^{3}He, elektrisk ledning i endimensjonale ledere, faseoverganger i adsorberte monolag av atomer på faste overflater m.m. Igjen ser vi at en ikke-lineær likning har en slags universell betydning i fysikken.

Andre solitonfenomener

Vi har hittil ikke berørt plebeierske solitoner av typene som skissert i fig. 1. Omhyllingssolitoner av type (c) i fig. 1 er observert som vannbølger på dypt vann. Modulasjonskurven følger en likning som i dimensjonsløs for er $iu_t = -u_{xx}-u\,u^2$, en ikke-lineær Schrödingerlikning.

Mens Kortweg-de Vries likningen er en generell likning for svakt ikke-lineære og svakt dispersive bølger så er denne ikke-lineære Schrödingerlikning en relativt generell likning for svakt ikke-lineære og *sterkt* dispersive fysiske fenomener. Vannbølger med bølgelengde mye mindre enn dybden er sterkt dispersive fordi fasehastigheten varierer som kvadratroten av bølgelengden. Andre fysiske fenomener der slike solitoner kan opptre er Langmuirbølger i plasma, og selvfokusering av intenst laserlys i dielektrika.

Et spørsmål uten svar

Som en vil forstå av det ovenstående er det blant de utallige ikke-lineære bølgelikninger bare noen ganske få som har universell betydning i den forstand at de dukker opp i det ene fysiske problem etter det andre. På den annen side er det i klassen av alle ikke-lineære likninger bare et relativt sett ubetydelige antall som har solitonløsninger.

Det ligger nær å fundere over spørsmålet: Hvorfor er de få utvalgte fysisk interessante likninger i så stor grad de samme som de få utvalgte solitonbærende likninger?

Litteratur

Oversiktsartikler er Scott, Chu, McLaughlin: «The Soliton: A new concept in applied science», Proc. IEEE 61, 1443, 1973 og C. Cercignani: «Solitons. Theory and application», Riv. Nuovo Cim. 7, 429, 1977. En innføring er P.C. Hemmer: Ikke-lineære bølgelikninger: Solitære bølger og solitoner (Kompendium, Inst.teor.fysikk, NTH).

Forslag til kandidater.

Norsk Data A/S fagpris i fysikk for 1980 skal deles ut for et arbeid i partikkelfysikk eller annen CERN-basert forskning. Forslag om kandidater bes sendt til Norsk fysisk selskaps sekretariat innen 15. februar 1980.

Nærmere opplysninger hos sekretariatet.

Litt om vindkraftverk

K. Otnes)*

Den framtidige energiforsyningen i verden er ikke problemfri. Hittil har vi fått den energien vi bruker hovedsaklig fra olje, kull og vannkraftverk. Oljen dekker størstedelen av energiforbruket, men denne resursen er begrenset. Kjernekraften kan vel til en viss grad erstatte noe av den oljen som blir brukt i varmekraftverk, men for tiden seiler den i sterk motvind.

I dag er det de såkalte alternative energikilder som sola, vinden og havbølgene som er i skuddet. De skal hindre at det blir energikrise i verden når oljen begynner å ta slutt. Framtida vil vise om det er mulig.

Hvor mye energi inneholder vinden?

Et legeme med masse[kg] som beveger seg i en rettlinjet bane med hastighet v[m/s] har bevegelsesenergien

$$E = {}^1/_2\, mv^2\ [Ws] \qquad (1)$$

Vind er luft i bevegelse. Luftens spesifikke masse ρ[kg/m^3] er tilnærmet 1.25. Ved vindhastigheten v vil det gjennom flaten A [m^2] passere en masse A $\cdot v \cdot \rho$ [kg/s]. Energien til denne luftmengde blir da:

$$E = {}^1/_2\, A\rho v^3\ [Ws] \qquad (2)$$

Ettersom dette er energi pr. sek blir effekten pr. flateenhet:

$$P = {}^1/_2\, \rho\, v^3\ [W/m^2] \qquad (3)$$

Vind med hastigheten 10[m/s] vil derfor ha effekten 625[W/m^2].

Hvor stor del av vindenergien kan ekstraheres?

Selv ikke ei ideell vindmølle kan ta ut all energien fra vinden. I 1865 kom Rankine med en enkel teori for beregning av den maksimale virkningsgraden til en propell. Denne teorien ble utviklet videre av Froude i 1890. Rankine-Froude teorien, også kalt Betz teori, blir fremdeles brukt til å beregne hvor stor del av vindenergien ei vindmølle maksimalt kan utnytte.

Vi skal nå se litt på denne teorien. Når vindmølla opptar energi fra vinden og overfører den til mølleakselen, må vindhastigheten bak vindmølleplanet være mindre enn foran planet. Vi betrakter et strømningsrør som vist i fig. 1.

Flaten A representerer vindmølleplanet. Et stykke foran og bak planet er vindhastigheten henholdsvis v_1 og v_2. Lufttrykket er det samme på begge sider av mølla. Antas aksiell strømning fås for luftmengden gjennom flatene A_1, A og A_2

$$\rho\, A_1 v_1 = \rho\, Av = \rho\, A_2 v_2 \qquad (4)$$

Ettersom $v_1 > v_2$, må $A_1 < A_2$.

Effekten overført til vindmølla blir derfor:

$$P = {}^1/_2\, \rho\, A_1 v_1^3 - {}^1/_2\, \rho\, A_2 v_2^3 = {}^1/_2\, A\, \rho\, (v_1^2 - v_2^2) \qquad (5)$$

Et annet uttrykk for vindmølleefekten fås ved å se på forandringen av vindens bevegelsesmengde pr. tidsenhet. Vi får:

$$\frac{dm}{dt}(v_1 - v_2) = A\, \rho\, v(v_1 - v_2) \qquad (6)$$

som representerer netto trykk-kraften på mølleplanet A. Vindmølleeffekten blir derfor

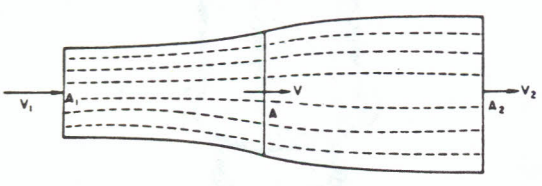


Fig. 1 Idealisert strømningsrør gjennom vindmølleplanet (A).

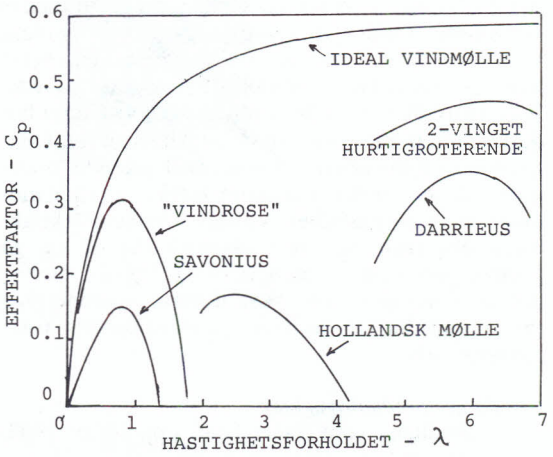


Fig. 2 Figuren viser hvordan effektfaktoren, c_p, varierer med hastighetsforholdet, λ (vingespissens hastighet/vindhastighet), for noen mølletyper.

*) IFA, Keller

$$P = A \rho v^2(v_1 - v_2) \quad (7)$$

der vi har benyttet at: effekt = kraft x hastighet. Sammenlignes likningene (5) og (7) fås

$$v = {}^1/_2 (v_1 + v_2) \quad (8)$$

som er vindhastigheten gjennom mølleplanet.

Hvor stor del av vindeffekten kan så ei vindmølle utnytte? Svaret fås ved å finne maksimumsverdien for P i formlene (5) eller (7) ovenfor. Settes $v = v_1(1 - a)$ inn i (7) fås $v_2 = v_1(1 - 2a)$. Vi kan nå omskrive (5) ved innsetning og vi får

$$P = A \rho v^3{}_1 (1 - a)^2 \cdot 2a \quad (9)$$

Dette uttrykket får sin største verdi når a = 1/3. Maksimal utnyttbar effekt blir altså

$$P_{max} = A \rho v^3{}_1 ({}^2/_3)^3 = ({}^{16}/_{27}) \cdot {}^1/_2 \rho A v^3{}_1 \quad (10)$$

Ei vindmølle kan altså utnytte (16/27) eller 59 % av vindeffekten.

I praksis er det ikke mulig å oppnå så stor effektfaktor. Det vil alltid gå noe effekt tapt på grunn av friksjonen mellom møllevingene og luften og på grunn av den turbulens som oppstår rundt vingen når de roterer. I tillegg kommer tap på grunn av friksjon i lagrene.

Vindmølleeffekten er derfor gitt ved uttrykket:

$$p = c_p \cdot {}^1/_2 \rho A v_1^3 \quad (11)$$

der effektfaktoren, c_p, er mindre enn 0,59.

Vinden roterer bak mølla

I utregningene overfor er det forutsatt at luften bak mølle planet bare har aksiell hastighet. Dette er det ikke mulig å oppnå når vindenergi tas ut med ei vindmølle. Vinden overføres nemlig dreiemoment til mølla, og, på grunn av bevaringsloven, betyr dette at luften bak vindmølla må rotere i motsatt retning av denne. I tillegg til translasjonsenergi har derfor luften bak mølla også rotasjonsenergi. Denne rotasjonsenergien vil øke med økende dreiemoment for mølla. Ettersom effekt = dreiemoment x vinkelhastighet, vil den ideelle effektfaktoren øke med økende rotasjonshastighet, og gå asymptotisk mot verdien 0.59 (se fig. 2). Derfor bør ei vindmølle som skal utnytte vindenergien best mulig, ha lite dreiningsmoment og stor rotasjonshastighet.

Gamle vindmølleprosjekter

Vindmøllene som var i bruk opp til år 1900, hadde lav effektfaktor.

Rankine-Froude teorien kom rundt 1890, og da begynte en å se nærmere på teorien for vindmøller. I Danmark ble det i 1891 opprettet en forskningsstasjon for vindmøller ved Høyskolen i Askov.

Lederen ble fysikeren Poul la Cour. Han undersøkte hvilken innflytelse vingenes form, antall og rotasjonshastighet hadde på effektfaktoren. I 1892 bygde han et vindkraftverk som produserte likestrøm for elektrolyse av NaOH. Han fikk derved hydrogen- og oksygengass som ble brukt til belysning i skolen. I framtida er det meget mulig at vindkraftverk vil produsere hydrogengass for bruk i forbrenningsmotorer — så la Cour var foran sin tid. I 1902 bygde han et større vindkraftverk som leverte likestrøm til Askov by. Dette kraftverket var i drift fram til 1962.

Nye forskningsresultater

Etterhvert har en på grunn av den forskningen som har vært og er i gang, fått bedre forståelse for hvordan ei vindmølle skal bygges for at den skal bli både effektiv og økonomisk. Som nevnt ovenfor bør den rotere forholdsvis hurtig. På den annen side tiltar både luftfriksjonen og de mekaniske påkjenningene i møllevingene med rotasjonshastigheten. I praksis har det vist seg at støyen også blir for stor dersom vingespissen har større hastighet enn 100m/s.

Vindmølletyper

I årenes løp er det blitt oppfunnet og bygd et stort antall forskjellige typer vindmøller. Figur 2 viser hvordan effektfaktoren, c_p, for noen mølletyper varierer med parameteren, λ. Denne er definert som forholdet mellom vingespissenes hastighet og vindhastigheten. Av figuren går det fram at den velkjente hollandske vindmølla har forholdsvis liten effektfaktor. Mølla har bare 4 vinger, og arealet til tingene er for lite i forhold til rotasjonshastigheten til at vindenergien kan bli effektivt utnyttet.

Den amerikanske «vindrosa» har mange vinger og stor effektfaktor i forhold til rotasjonshastigheten. Rotasjonshastigheten er liten, men dreiemomentet er stort. Dette er viktig, for disse møllene ble

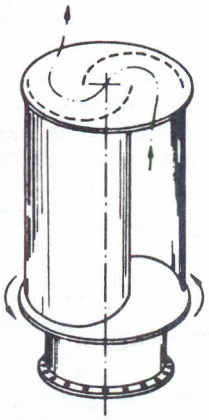


Fig. 3 Savonius-mølle.

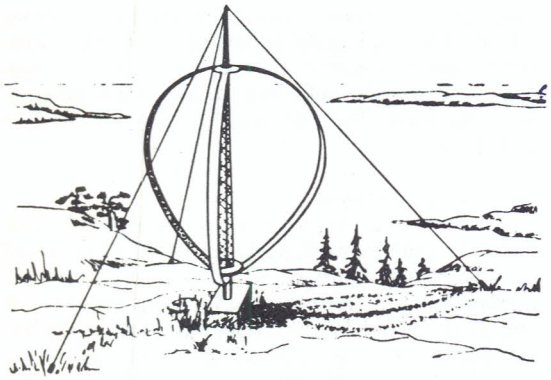


Fig. 4 Darrieus-mølle.

brukt til å drive vannpumper. De kunne derfor starte pumpingen selv ved liten vindhastighet.

Savonius-mølla er vist i fig. 3. I prinsippet består den av et rør som er kuttet i to like deler langs aksen og forskjøvet i forhold til hverandre. Den har vært brukt til å drive ventilasjonsvifter, og vi kan ennå se den på taket av jernbanevogner. I dag har den fått fornyet aktualitet. I u-land lages slike møller av gamle oljefat og brukes til å drive små vannverk.

Figur 4 viser ei Darrieus-mølle. Den ble oppfunnet av franskmannen Darrieus i 1926 og har vertikal rotasjonsaksel. Han hadde selv ikke noen særlig tro på den, og hittil har den heller ikke hatt noen praktisk anvendelse.

Nå er den likevel blitt aktuell for bruk i vindkraftverk. Effektfaktoren er forholdsvis stor, men den har et minimalt startmoment og må settes i gang med hjelpemotor. Det er blitt foreslått å bruke Savoniusmølle som startmotor.

I dag er det nok den horisontalakslede hurtigroterende vindmølla med 2-3 aerodynamisk vel utformede vinger som er mest aktuell for bruk i vindkraftverk. Verdien på λ for slike møller ligger i området 6 — 10.

Denne mølletypen har den største effektfaktoren av alle kjente mølletyper og er også best utviklet, både teoretisk og praktisk. Det er bygd og det er under utbygging flere vindkraftverk som bruker denne mølletypen.

Det arbeides også seriøst med ei én-vinget mølle. Denne mølla må selvsagt ha en motvekt på akselen for å være utbalansert.

Men Darrieus-mølla har sine åpenbare fordeler. Den vertikale akselen gjør at girboks og generator kan plasseres på bakken under mølla. En trenger heller ikke rette den inn mot vinden. Alt dette er fordeler som den horisontalakslede mølla ikke har. Derfor er flere forskningsprosjekt i gang i Europa, USA og Canada for å utvikel denne mølletypen og ta den i bruk i vindkraftverk.

Vindkraftverk

Vinden er en energikilde med store fluktuasjoner fordi vindhastigheten varierer fra 0 til ~ 30 m/s . I korte tidsrom kan den bli enda større.

Ettersom vindens energi øker med 3. potens av hastigheten er det selvsagt om å gjøre å utnytte de store vindhastighetene. De store havområdene og slettelandskapene har som oftest store årsmiddelverdier for vindhastighet, og disse øker med høyden over jordoverflaten. Derfor bør vindmølla plasseres så høyt som mulig, men her kommer også både tekniske og økonomiske vurderinger inn i bildet.

Over et år vil vindens spesifikke energiinnhold [kwh/m² og år] som funksjon av vindhastigheten, ha en fordeling som kan uttrykkes:

$$E_{år}(v) = {}^1/_2 \cdot 8{,}76\, \rho\, v^3\, f(v) \qquad (12)$$

der f(v) er den årlige relative fordeling av vindhastighetene. Fig. 5 viser i store trekk hvordan det spesifikke energiinnholdet (vilkårlig skala) varierer med vindhastigheten for vestkysten og innlandet i Danmark.

Storparten av energien kommer fra vindhastigheter i området 8 — 14 m/s .

Som nevnt foran er det så og si utelukkende de hurtigroterende vindmøllene med horisontal aksel som brukes i de vindkraftverk som i dag er i drift eller under bygging. Disse møllene har 2 — 3 vribare vinger og maksimaleffekten tas ut ved den vindhastighet hvor vindens spesifikke energiinnhold er størst (10 — 12 m/s) og λ = 7 — 8. Kraftverket settes igang når vindhastigheten er ~ 5 m/s og det stopper når den overstiger ~ 20 m/s . Ved den sistnevnte hastigheten stiller vingene seg automatisk inn slik at vingeplanet er parallelt med vindretningen for å hindre at storm skal skade

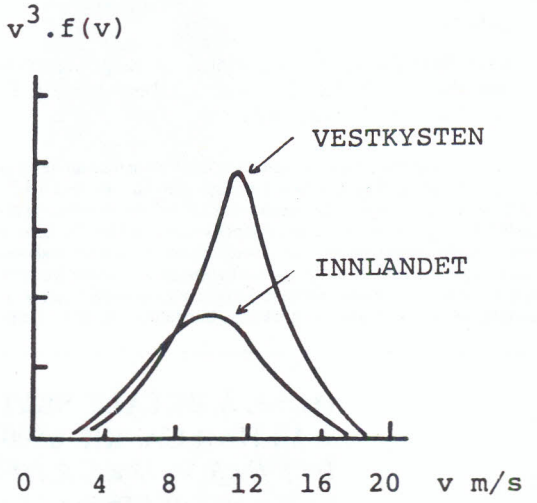


Fig. 5 Vindens spesifikke energiinnhold (vilkårlig skala) som funksjon av vindhastigheten for vestkysten og innlandet i Danmark.

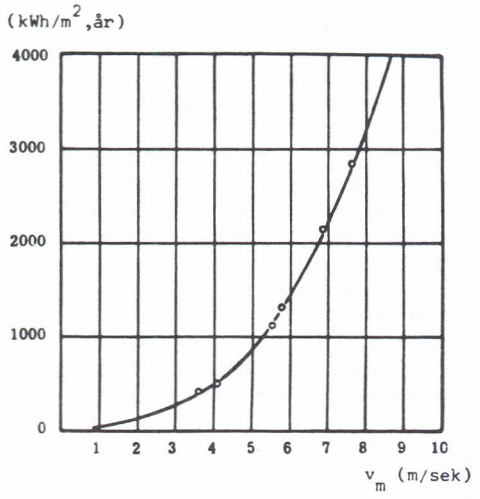


Fig. 6 Diagram hvor vindens årsenergi [kWh/m²] for seks danske observasjonsstasjoner med forskjellige årsmiddelvindhastigheter er tegnet inn.

anlegget. Dersom vindmølla skal gå med optimal effektfaktor, må rotasjonshastigheten og vingeflatens vinkel med mølleplanet variere i takt med vindhastigheten. Det er ikke alltid mulig å oppfylle dette kravet. Skal kraftverket produsere 50 Hz vekselstrøm med en synkrongenerator, må vindmølla rotere med konstant hastighet uavhengig av vindhastigheten. Dette forholdet trenger ikke ha så stor innflytelse på energiproduksjonen fordi storparten av energien kommer fra et forholdsvis snevert hastighetsintervall (se fig. 5), hvor mølla har sin optimale effektfaktor. Et slikt kraftverk vil omvandle ca. 30 % av vindenergien til elektrisk energi. Dersom vindforholdene er kjent, kan vindens spesifikke energiinnhold [kWh/m² og år] beregnes ved hjelp av formel (12) ved å integrere over v. Figur 6 viser et diagram hvor vindens årsenergi for seks danske observasjonsstasjoner ved forskjellige års-middelvindhastigheter er tegnet inn.

Et praktisk eksempel

La oss anta et det er planer om å bygge et vindkraftverk med en mølldiameter på 50 m på et sted hvor årsmiddelvindhastigheten er 8 m/s. Vindforholdene antas å være som på fig.6,dvs.vindens årsenergi er 3200 KWh/m². Dersom kraftverket kan omvandle 30 % av vindenergien, vil energiproduksjonen bli 1885 MWh/år. Videre antar vi at maksimaleffekten oppnås når vindhastigheten er 12 m/s og at kraftverkets maksimale effektfaktor er 0.45 når $\lambda = 8$. Vindmøllas rotasjonshastighet er da 37 omdr./min og maksimaleffekten blir ifølge (1) 955 kW.

Den årlige elektrisitetsproduksjonen pr. enhet installert effekt utgjør 188500 : 955 = 1975 kWh/kW.

Et vannkraftverk som er i kontinuerlig drift med maksimal effekt gjennom hele året vil gi 8760 kWh/kW.

I dette eksemplet har vi antatt at vinden har en års-middelhastighet som er 8 m/s. Denne verdien er relativt stor. Det bygges eller planlegges også vindkraftverk på steder hvor vindens middelhastighet er 6 m/s, og da er vindens energiinnhold ~ 1600 kWh/m² og år. Grovt regnet kan vi si at vindkraftverk med 30 % utnyttelsesgrad vil, avhengig av vindforholdene, årlig produsere ca. 500 — 1200 kWh elektrisk energi pr. m² av den flaten som vindmøllevingene sveiper over.

Bøker

Andres Bjørnhaug: Fysikk/kjemi for ungdomstrinnet. Bind I, II, III, 260 sider. Arbeidshefte I, II, III. Dreyers forlag, 1976.

Verkets omfang i tre bind sammen med tre arbeidshefter bærer bud om at her kan nok den energiske elev lære en god del fysikk og kjemi. I følge forfatterens forord skal ikke alt leses, og del stoff faller også utenfor mønsterplanens ramme. Man får håpe at den dyktige lærer i sin daglige arbeidssituasjon i ungdomsskolen klarer å presentere et utvalg av stoff som gir en samlet fremstilling av fysikk og kjemi. Bøkene bygger på tidligere utgaver av forfatterens fysikkbøker, som nå også har fått et tillegg av kjemi. De bærer tydelig preg av dette. Det er vel nettopp integreringen av fysikk og kjemi i ett verk som gir lærebokfattere mest hodebry.

Forfatterne gjør tapre og til dels meget gode forsøk på å assosiere de fysisk/kjemiske lover og prinsipper med elevenes erfaringsområde og det daglige liv. Det kan her nevnes eksempler som gjødsel - uorganisk kjemi; olje, ernæring - organisk kjemi; oversikter over forurensingskilder og energikilder m.m.

Bøkene er delt opp i kapitler eller emnegrupper. Strukturéringen av stoffet er ikke alltid like vellykket. Under hovedkapitlet ARBEID finner vi følgende delemner annonsert med store bokstaver: FART - EFFEKT - ENERGI - SKRÅPLAN - BLOKKEN. En elev vil vel her kunne oppfatte den praktiske anvendelsen «Skråplanet» som like fundamental som bevegelses- og potensisell energi, omtalt under «Energi». Forfatteren burde her

forts. side 96.

HUSK Å BETALE SKYLDIG KONTINGENT TIL NFS.
VI HAR CA. KR. 6500,- UTESTÅENDE PR. 15/10-79.
DET HAR VI IKKE RÅD TIL! - Vi har allerede betalt Deres kontingent til EPS og FFV.
Hilsen sekretæren.

Birkelandstrømmer

Asgeir Brekke)*

Birkelands teorier om geomagnetiske forstyrrelser

Under nordlysutbrudd flyter det forholdsvis kraftige strømmer i jordens øvre atmosfære (ionosfæren) ved høye breddegrader. Da Birkeland bygget sitt observatorium på Haldde-toppen i Kåfjord i begynnelsen av dette århundre, var det blant annet for å studere disse strømmene eller de «elementære stormene» som han kalte dem. Han kom frem til at de sterke magnetiske forstyrrelsene som han observerte under nordlys, måtte skyldes horisontale strømmer i stor høyde over jordoverflaten. Disse mente han var deler av en strømsløyfe som var sluttet utenfor jorden. Strømmene kom ned mot jorden og fløt langs nordlysbuer i en nesten horisontal retning. De forlot jorden igjen langs andre magnetfelt-linjer (se Fig. 1).

Birkeland var selvsagt klar over flertydigheten i de magnetiske observasjonene, idet mange ulike strømsystemer vil være i overensstemmelse med observasjonene. Det endelige akseptable strømsystemet måtte derfor finnes på et fysikalsk grunnlag. Idet han ikke kjente til noen egenskaper ved jordskorpen som kunne forklare de tydelige foretrukne retninger som de magnetiske variasjonene antyder, utelukket han at strømmene fløt på jordens overflate. Strømmen langs de magnetiske kraftlinjene ble derfor å spille en avgjørende rolle i Birkelands teori. Han fant det naturlig å forbinde disse strømmene med katodestråler (elektroner) som kom inn mot jorden langs de magnetiske kraftlinjer, og videre antok han at disse spilte en vesentlig rolle i dannelsen av nordlyset.

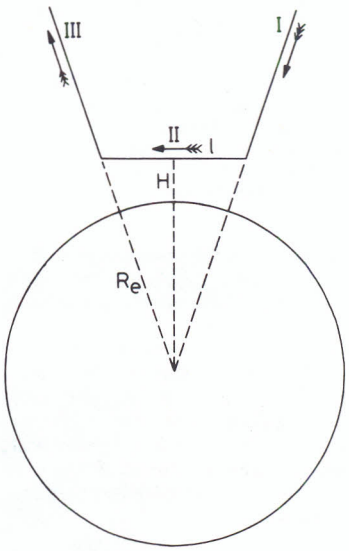


Fig. 1 Illustrasjon som viser geometrien for et enkelt linjestrømsystem som består av to grener parallelt med jordens magnetfelt (I og III) samt en horisontal del (II) av lengde i høyden (H) over bakken. (Etter Birkeland, 1908.)

Birkelands teori fikk støtte i terellaforsøk og Størmers beregninger

Birkeland fant også sterke argumenter for et slikt strømsystem i sine terella-eksperiment i laboratoriet, og han gjorde en del modellberegninger av det linjestrømsystemet som er illustrert i Fig. 1. Ved å anta en strømstyrke på 10^4 A, fant han den beste overensstemmelse med sine data, dersom han valgte et horisontalt strømelement med en lengde på ca. 2500-3000 km i øst-vest retningen. Dets høyde over bakken anslo han til ca. 300 km.

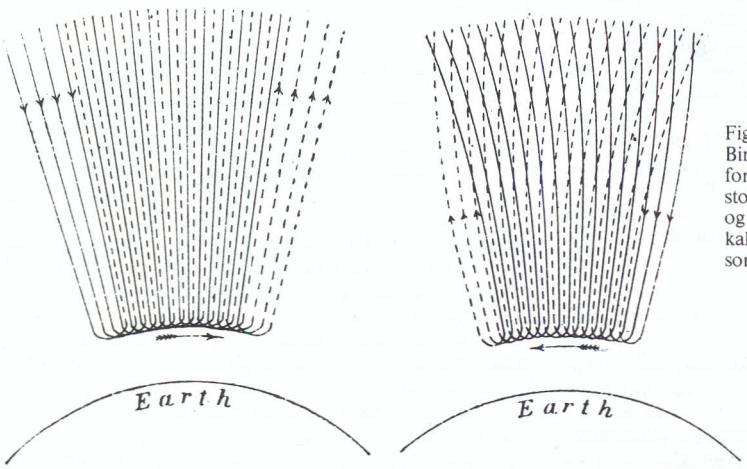


Fig. 2
Birkelands andre modell for strømsystemene forbundet med de «elementære magnetiske stormene» i nordlyssonene. Strømmene ned i og opp av ionosfæren danner to nesten vertikal flater som er sammenbundet med en horisontal strøm i ionosfæren.

*) Institutt for matematiske realfag, Universitetet i Tromsø.

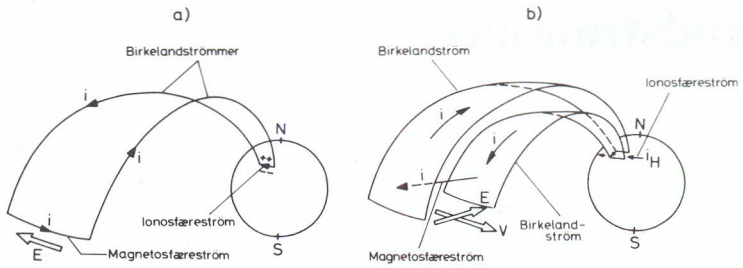


Fig. 3 Skjematiske modeller av strømsystemene mellom magnetosfæren og ionosfæren. Figuren til venstre er konstruert ut fra ifra forutsetningen av at det magnetosfæriske plasmaet har liten tetthet. I dette tilfellet vil elektrojeten langs nordlysbuen fødes av Birkelandstrømmer tilknyttet endene av buen.

For figuren til høyre er det antatt at ledningsevnen langs de magnetiske feltlinjer er meget høy slik at betraktelige Birkelandstrømmer må flyte langs feltlinjene tilknyttet hele nordlysbuen. Birkelandstrømmer blir i dette tilfellet flatestrømmer. (Etter Borström, 1964.)

Dette forenklede linjestrømsystemet ble betraktet av enkelhetsgrunner, men Birkeland skisserte også modeller av vertikale strømflater uten å gjøre beregninger av disse (Fig. 2).

Han fikk på et senere tidspunkt sterk støtte for sine teorier i beregningene til Størmer. Størmer viste at ladede energirike partikler (katodestråler), utskutt fra solen, ville være i stand til å trenge inn i jordens magnetfelt og ned i atmosfæren, kun i avgrensede områder rundt polene. Disse områdende minnet sterkt i sin form om nordlysbeltene og de lysområder Birkeland laget med terella-eksperimentene.

Birkelands teori har vakt debatt i lengre tid

Det er vanskelig, for ikke å si umulig, å avgjøre hvordan de elektriske strømmer i ionosfæren er sluttet. Forenklet kan en si at de vertikale strømelementene I og II i figuren ikke skal kunne gi observerbare magnetiske effekter på bakken i det hele tatt.

Chapman gikk imot Birkelands teori fordi han fant det vanskelig å kunne akseptere frie strømmer i det interplanetære rom. Han mente at de indre krefter i en ladningssky skutt ut fra solen ville sprenge skyen lenge før den nådde jorden. Chapman mente istedet at de observerte magnetiske forstyrrelsene var dannet av virvelfrie strømsystemer i den øvre atmosfæren.

Alfvén derimot postulerte i 1939, lenge før romskipenes tidsalder, at det eksisterer et interplanetært magnetisk felt, og at dette magnetfeltet er gjennomstrømmet av et sammenhengende nøytralt plasma som har sin kilde på solen (solvinden). I denne strømmen som omhyller jorden og strekker seg langt utenfor denne, oppstår det polarisasjonsfelt. Dette polarisasjonsfeltet vil ha betydning for partiklenes bevegelse i jordens magnetfelt slik at ladninger kan bygge seg opp i forskjellige områder i magnetosfæren. Disse ladningene vil igjen ifølge Alfvén utlade seg langs de magnetiske feltlinjer og danne nordlys ved høye bredder.

Det virkelige strømsystem er bestemt av magnetosfæreplastmaets egenskaper.

Bostrøm studerte i 1964 to teoretiske modeller av Birkelandstrømmende avhengig av hvilke egenskaper en antar at det magnetosfæriske plasmaet har. I det ene tilfellet, hvor plasmaet er av meget lav tetthet, vil potensialforskjeller kunne oppstå mellom magnetosfæren og ionosfæren. For at ionosfærestrømmen skal bli begrenset til de områder hvor ledningsevnen øker som følge av partikkelnedbør (100-150 km over bakken), og for at den magnetiske forstyrrelsen skal være sterkest vertikalt på en nordlysbue, slik som obervasjonene tyder på, følger det at den drivende kraften må være et elektrisk felt langs buen. Denne modellen med et magnetosfærisk plasma av lav tetthet svarer til Birkelands opprinnelige modell (Fig. 1) hvor linjestrømmen langs nordlysbuen i ionosfæren er forbundet med strømmer langs magnetfeltlinjene mellom ionosfæren og magnetosfæren. Disse lukkes igjen via en strøm i ekvatorplanet på tvers av magnetfeltlinjene. Dette er skissert i Fig. 3a.

I den andre modellen antok Bostrøm at det magnetosfæriske plasmaet hadde stor tetthet slik at ledningsevnen langs feltlinjene vil være stor, og slik at en betydelig Birkelandstrøm kan flyte. Ut fra de observerte fakta om de magnetiske forstyrrelser som er sterkest på tvers av nordlysbuen, følger fra denne modellen at den drivende kraften må være et elektrisk felt på tvers av buen, men begrenset til denne. Dette fører til at strømmen på tvers av buen vil være sterkere inne i buen enn utenfor. For at kontinuiteten i strømmen skal bevares, må strømmen flyte fra kantene av buen langs magnetfeltlinjene til magnetosfæren i form av flatestrømmer slik som illustrert på Fig. 3b. Dette minner mye om de modeller Birkeland skisserte i Fig. 2.

Raketter og satelitter har kastet nytt lys over Birkelandstrømmen

Ved innføringen av raketter i nordlysforskningen i begynnelsen av 1960-tallet ble nye håp tent med hensyn til en bedre forståelse av strømsystemene i de polare strøk. Det var imidlertid ikke før i 1966 at eksperimentelle data fra satelitter ble av en slik kvalitet at en kunne bidra til en betydelig fremgang i løsningen av problemet Birkelandstrømmer. Data fra satellitten 1963 38C viste at lokale magnetiske forstyrrelser ble observert loddrett på magnetfeltet i 1100 kms høyde over nordlyssonene. Disse forstyrrelsene opptrådte samtidig med magnetiske forstyrrelser på bakken i det samme feltlinjeområdet som satellitten befant seg i.

Fig. 4 viser en modell laget på grunnlag av disse første satellittdataene hvor de nedstrømmende energetiske elektronene er bærere av en Birkelandstrøm fra ionosfæren til magnetosfæren. Denne strømgrenen er sterkt begrenset i nord-syd retningen. Termiske og lavenergetiske elektroner er antydet som bærere av den andre halvpart

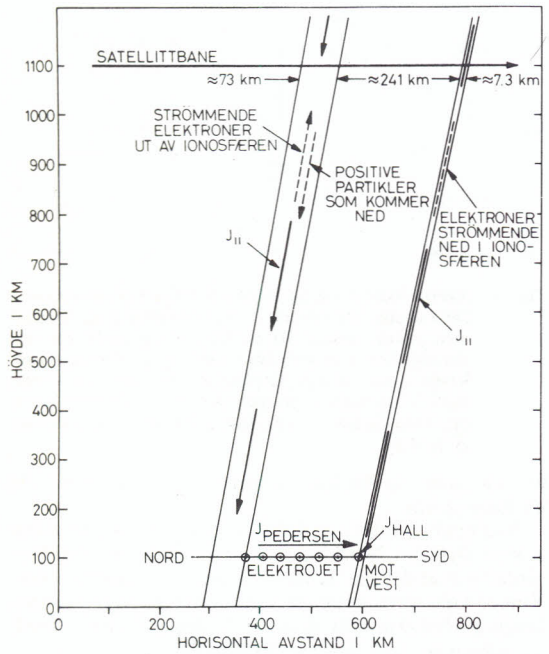


Fig. 4 Strømsystemet i ionosfæren opp til 1000 km avledet fra satellittobservasjoner på morgensiden i nordlyssonen. Elektronene kommer ned fra magnetosfæren på ekvatorsiden og danner en Birkelandstrøm opp fra ionosfæren.
Birkelandstrømmen er sluttet via en ekvatorrettet Pedersen-strøm. Birkelandstrømmen ned i ionosfæren dannes av positive partikler som strømmer fra magnetosfæren og termiske elektroner som strømmer ut av ionosfæren. (Etter Armstrong og Zmuda, 1970.)

av strømsløyfen som kommer ned fra magnetosfæren, og som har langt større horisontal utstrekning. Det er mulig at positive ioner fra magnetosfæren også bidrar til denne strømgrenen. Disse to Birkelandstrømmene tenkes forbundet med en horisontal Pedersen-strøm i ionosfæren.

En fullstendigere kartlegging av Birkelandstrømmene er blitt mulig i de senere år på grunn av forbedrede satellitter til dette formål. Et skjematisk bilde av de observerte Birkelandstrømmene er gitt i Fig. 5. En legger her merke til at på kveldssiden mellom kl. 1400 og 2300 lokal tid kommer Birkelandstrømmene fra magnetosfæren ned i ionosfæren på ekvatorsiden av Birkelandstrømmene ut av ionosfæren, mens dette forholdet er omvendt på morgensiden mellom kl. 0000 og 1000 lokal tid. I områdene A og B, som tilsvarer midnatt og middag henholdsvis, er forholdet noe uklart. Dette systemet er selvsagt en grov forenkling idet strømsystemene er langt mer dynamisk og variabel i det faktiske forhold enn det bildet gir inntrykk av.

Birkelandstrømmer synes å være tilstede mellom magnetosfæren og ionosfæren uansett forhold

Kanskje den mest interessante observasjon en har fått fra satellittene er at Birkelandstrømmene synes å være et permanent fenomen i nordlyssonen. Dette betyr at fundamentale Birkelandstrømmer må dannes på en kontinuerlig basis og ikke bare sporadisk under nordlysutbrudd, eller «substormer» som det også kalles.

Om en forsøker å sammenholde satellittdataene med andre typer av observasjoner, kan en lage en strømmodell som angitt i Fig. 6.
Her tenker en seg at en ser nattsiden av jorden fra en plass ute i magnetosfærehalen slik at linjen AB representerer midnattsmeridianen. Resultatene indikerer at to strømsløyfer eksisterer, en på kveldssiden gjengitt ved sløyfen EFCDE, og en på morgensiden gjengitt ved sløyfen IJGHI. For at disse sløyfene skal være sluttet, har en tenkt seg strømmer i ekvatorplanet representert ved henholdsvis DE og HI, og ionosfærestrømmer representert ved FC og JG. Om kvelden er ionosfærestrømmen rettet mot polene og om morgenen mot ekvator. Siden de elektriske feltene en kan måle i ionosfæren ved hjelp av raketter, ballonger eller radare har hovedsakelig samme retning, er disse ionosfærestrømmene Pedersen-strømmer.

På grunn av vekselvirkningen mellom solvinden og magnetosfæren vil det oppstå en plastmatransport (returvind) inn i magnetosfærens hale som vil være rettet mot solen. Denne plasmatransporten er indikert med piler rettet innover i planet. Sett i et annet perspektiv, nemlig fra et punkt i magnetosfæren over Nordpolen, vil bildet se ut som i Fig. 7. Strømmen i ekvatorplanet ved kveldsog morgenmeridianene er indikert med DE og HI som før. Magnetfeltet vil være rettet ut av planet, kraften på plasmaet på grunn av at strømmen j er loddrett på magnetfeltet (B) og vil være rettet mot plasmatransporten på nattsiden av jorden. En ser dermed at Birkelandstrømmene kan være et resultat av reaksjonskraften fra jord- og magnetfeltsystemet på plasmatransporten i halen.

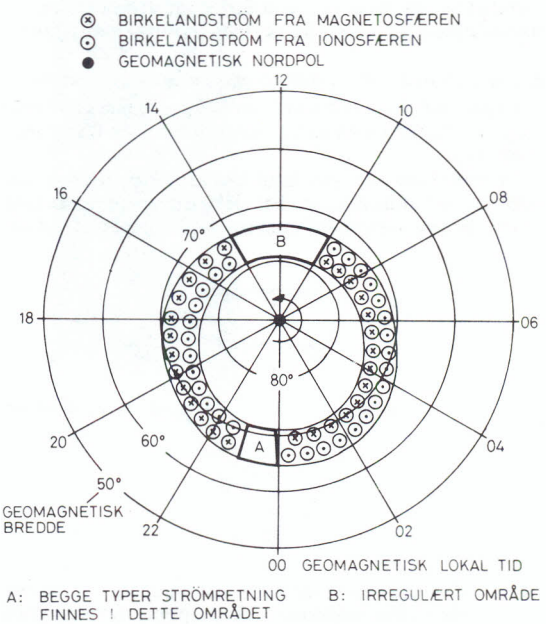


Fig. 5 Skjematisk bilde av de observerte Birkelandstrømmene over nordlyssonen. I områdene A og B som svarer til midnatt og middag henholdsvis, er forholdene med hensyn til retningen av Birkelandstrømmene meget uklare.
(Etter Zmuda og Armstrong, 1974.)

Dette er en grov forenkling av det reelle tilfellet, idet nøyaktigere studier av strømmene tyder på at flere par av Birkelandstrømmer kan forekomme samtidig. Dessuten finnes det også tilfeller hvor bare en gren av Birkelandstrømmene observeres på hver side av midnatt. I slike tilfeller er den dominerende strømmen rettet inn mot jorden om morgenen og ut fra jorden om kvelden. Den ionosfæriske strømmen vil i så fall være rettet fra øst mot vest, som to av de modellene Birkeland skisserte (Fig. 1 og 2).

Med raketter kan en måle energi og kildevinkelfordeling av de energetiske partiklene som er bærere av Birkelandstrømmen

En mengde rakett-eksperimenter har vært gjort gjennom tidene for å observere partikkelstrømmer langs jordens magnetfelt mellom magnetosfæren og ionosfæren. Eksperimentene i seg selv er ikke så vanskelig å utføre, men dersom en skal kunne gi et endelig og entydig svar på problemet med Birkelandstrømmer, må de være i stand til å gi informasjon om partikler av alle mulige energier i alle romvinkler, til samme tid. Dette er ikke mulig, derfor er den endelige informasjon som kommer ut av slike eksperimenter bare bruddstykker av det totale bildet. I noen tilfeller er det funnet god overensstemmelse mellom elektronnedbør i energiområdet 1-10 keV og transverselle magnetiske fluktuasjoner, i andre tilfeller er det påvist nær sammenheng mellom energetiske elektroner og nordlysformer.

Når det gjelder energetiske protoner og ioner er observasjoner av disse foretatt, men resultatene er til dels motstridende. Dersom en likevel ser alle partikkelmålinger under ett, antyder de at elektronnedbør som skaper nordlys også bærer den største delen av Birkelandstrømmene ut av atmosfæren, og at Birkelandstrømmene ned i atmosfæren i alt vesentlig skyldes termiske elektroner.

Eiscat kan øke vår kunnskap om Birkelandstrømmer

Vi har sett at det har vært vanskelig å oppnå gode målinger fra bakken som kan gi informasjon om Birkelandstrømmer.

En mulig metode som hittil har vært lite prøvd, er inkoherent spredningsradar. En elektrisk strøm i plasmaet resulterer i en asymmetri i det mottatte signalspektret for

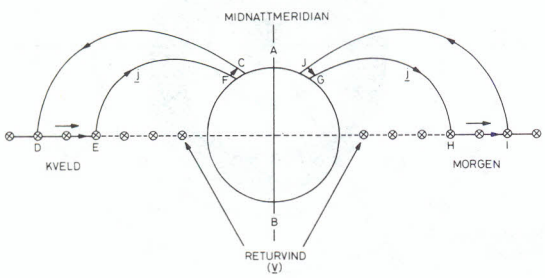


Fig. 6 Skjematisk bilde av Birkelandstrømmene som sluttes via radielle strømmer i ekvatorplanet og horisontale strømmer i ionosfæren. I dette tilfellet sees jorden fra nattsiden, så returvinden i magnetosfærens ekvatorplan vil være rettet innover mot jorden. Retningen av Birkelandstrømmene er i overesstemmelse med resultatene fraTRIAD-satellitten, og ionosfærestrømmen vil i samsvar med målinger av de elektriske felt i nordlyssonen vesentlig være Pedersen-strømmer.

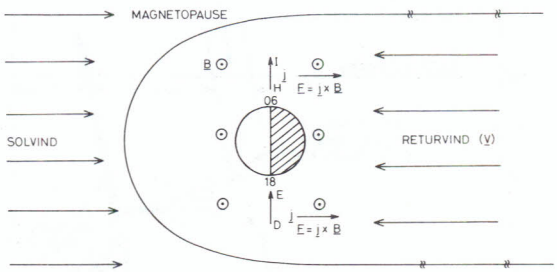


Fig. 7 Strømsystemet fra fig. 6 projisert ned i ekvatorplanet. De radielle strømmene *(j)* i ekvatorplanet er indikert med pilene merket HI og DE. Magnetfeltet for den nordlige halvkule vil være rettet opp av ekvatorplanet. Kraften som utøves på plasmaet på grunn av strømmene *(j)* på tvers av magnetfeltet *(B)* vil være rettet motsatt returvinden i magnetosfæreplasmaet på nattsiden av jorden.

en slik radar, og dersom asymmetrien er stor nok, kan en måle denne.

Ved oppbygningen av EISCAT (European Incoherent Scatter Radar) i Nord-Skandinavia har en visse forhåpninger om at det skal lykkes å måle Birkelandstrømmer. Ringen ville være sluttet dersom problemet som ble unnfanget på bakgrunn av Birkelands ekspedisjoner i Nord-Skandinavia, også fikk sin løsning der.

Referanseliste

Alfvén H.
1939 A theory of magnetic storms and aurorae I. Kungl. Sv. Vetenskapsakad. Hand. 19 (3), Sec. 3.

Birkeland, K.
1908 The Norwegian Aurora Polaris Ecpedition 1902-1903. H. Aschehoug. Christiania, Norway.

Boström, R.
1964 A Model of the Auroral Electrojets. J. Geophys. Res. 69, 4983.

Zmuda, A. J. og Armstrong, J. C.
1974 The Diurnal Flow Pattern og Field-Aligned Currents. J. Geophys. Res. 79, 4611.

Armstrong, J. C. og Zmuda, A. J.
1970 Field-Aligned Current at 1100 km in the Auroral Region Measured by Satellite. J. Geophys. Res. 75. 7122.

forts. fra side 92

markert tydeligere hva som er fundamentale fysiske prinsipper og lover, og hva som er praktiske anvendelser. Utvalget av disse anvendelsene er for øvrig godt. Bøkene inneholder en del regneeksempler og matematiske formuleringer som etter min mening godt kan ha sin plass i et læreverk på ungdomstrinnet. Men på dette felt vil nok en del pedagogiske eksperter løfte en advarende pekefinger.

Sammendrag av tekst og øvelsesoppgaver etter hvert emne faller også i min smak. Den tekniske standard på bøkene er god, med en mengde fine figurer og bilder. Arbeidsbøkene er innholdsrike, med øvelsesoppgaver og forslag til eksperimenter. Andres Bjørnhaugs bøker er i det hele tatt meget innholdsrike. Kanskje for innholdsrike?

Alf Halsteinslid

Husk møtet i NFS 23.-26. juni i Tromsø.

DEN NEDERLANDSK-NORSKE REAKTORSKOLEN

Institutt for Atomenergi, Kjeller

KURS VÅREN 1980

DATABEHANDLING

21/1- 1/2	COBOL I
4/2-22/2	COBOL II
3/3-21/3	FORTRAN
14/4-16/4	Bruk av NORD-10
21/4-25/5	PASCAL
19/5-23/5	Videregåendeprogrammeringsmetodikk i FORTRAN

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

Utgiverpoststed: 7034 Trondheim — NTH

Norsk Fysisk Selskap

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

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

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

Postgirokonto: 5 88 38 89 Bankgirokonto: 5102.20.16001

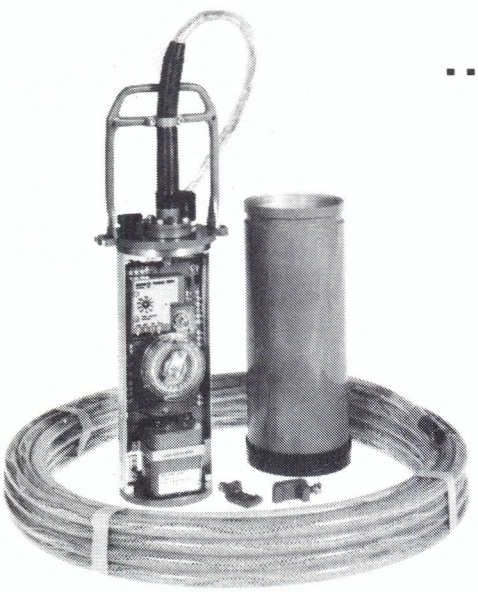
Fra Fysikkens Verden

Redaktør:
Forsker Olav Steinsvoll,
Institutt for Atomenergi, 2007 Kjeller.
Redaksjonssekretær:
Lab.ing. Halvard Torgersen, Universitetet i Trondheim, Norges tekniske høgskole.
Redaksjonskomité:
Førsteamanuensis Tryggve Grotdal,
Fysisk Institutt,Universitetet i Bergen,
5014 Bergen.
Forsker Jan Myrheim, EP Division, CERN
CH-1211-Geneve 23, Sveits.
Førstelektor Øivin Holter, Fysisk Institutt, Universitetet i Oslo, Blindern, Oslo 3.
Lektor K. Jostein Knutsen, Luftkrigsskolen, 7000 Trondheim.
Fagsekretær Helge Klemsdal, Nordlysobservatoriet, 9000 Tromsø.
Professor R. Tangen, Fysisk Institutt, Universitetet i Oslo, Oslo 3.

Fra Fysikkens Verden utkommer kvartalsvis. Abonnement kan tegnes gjennom postverket eller direkte fra ekspedisjonen. Årsabonnement kr. [redacted] Årsabonnenment for studenter og skoleelever kr. 15.00. 40.00.

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

Postgirokonto: 5 10 47 24 Bankgirokonto: 8601.36.12279



.....reliability and accuracy

TR-1

A fully self contained instrument for recording of temperature profiles in the sea or lakes. The eleven point thermistor string is available in lenghts up to 100 meters.

Resolution: 0,1% of range
Recording: digitally on magnetic tape.
Storage capacity: 5000 samplings.

AANDERAA INSTRUMENTS
DATA COLLECTING INSTRUMENTS FOR LAND SEA AND AIR

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

NTH-Trykk
Trondheim