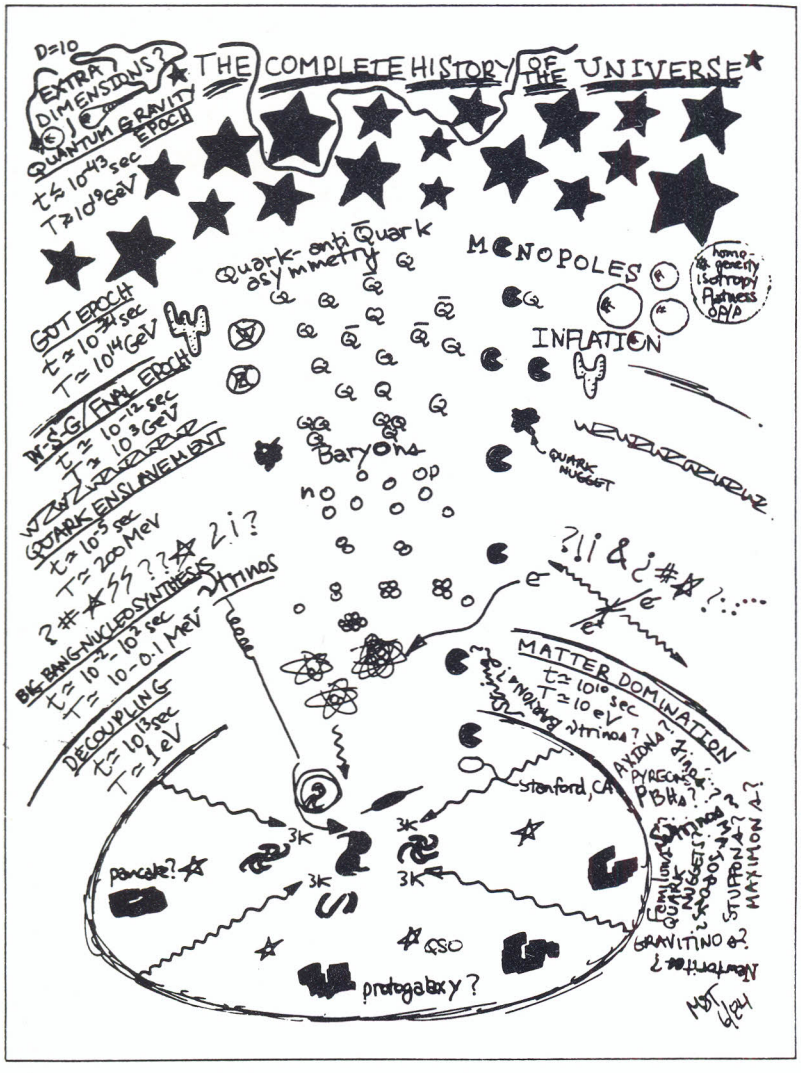
Fra Fysikkens Verden

Nr.1 - 1988
50. årgang

Utgiver:
Norsk Fysisk Selskap

Redaktører:
Øivin Holter
Finn Ingebretsen



Innhold

Rolf Stabell:
DET TIDLIGE UNIVERS –
Der partikkelfysikk, kjernefysikk og astrofysikk møtes 3

Per Osland:
PARTIKKELFYSIKK –
Teorier og modeller 6

Jan Olav Eeg:
STANDARDMODELLEN –
Det endelige svar? 11

C.A. Lütken:
STRENGTEORI –
Teorien for alt? 19

Fra Redaktørene 2
FFV-Panelet: **Hallstein Høgåsen** 2
Indeks 1987 15
Trim iFFV 25
Bokomtaler 25
Norsk Fysikkråd 26
Nytt fra NFS 27
Fysikermøtet 1988
Nye medlemmer

ISSN-0015-9247

Fra Redaktørene

Med dette nummer har redaksjonen gleden av å presentere den femtiende årgang av FFV. Dette er egentlig et stort jubileum for at populærvitenskapelig tidsskrift, kanskje til og med norsk rekord. Bladets lesekrets er økende og redaksjonen har registrert at interessen for fysikk synes å være stigende. Redaksjonen har med glede også merket en økende tilgang på gode artikler med utgangspunkt i det store mangfold som norsk fysikk representerer.

Dette nummer av FFV er det første av to spesialnummer med tema h.h.v teoretisk og eksperimentell partikkelfysikk. Partikkelfysikk representerer et fagfelt som på mange måter har en spesiell karakter. Eksperimentelt er det basert på store prosjekter og installasjoner, hvor forskere og studenter arbeider i internasjonale miljøer og der det stadig flyttes teknologiske og erkjennelsesmessige grenser. Dette er nært knyttet til en grensesprengende teoretisk aktivitet temaet i dette nummer – der forbindelseslinjene knyttes helt tilbake til universets skapelse.

Det er videre en glede for oss at redaksjonskomitémedlem Anne Grete Frodesen – som har hatt hovedansvaret for redaksjonen av dette temanummer – nå kan presenteres som Norges første kvinnelige professor i eksperimentell fysikk. Dermed er en annen og for norsk fysikk meget viktig grense brutt, også denne «gutteklubben» er oppløst. Vi gratulerer Anne Grete, og ønsker lykke til med det videre arbeidet for norsk fysikk. Når vi samtidig registrerer en økende tilgang på dyktige kvinnelige fysikere blant våre hovedfags- og doktorgrads-studenter gir dette godt håp for rekrutteringen til fysikkfaget. Nå er det bevist (hva vi selvfølgelig visste fra før) at fysikk også tilbyr kvinner en spennende karrierevei til topps i systemet. Så, kom igjen, jenter!

Olav Steinsvoll trekker seg nå tilbake fra redaksjonskomitéen. Norsk fysikk er Steinsvoll stor takk skyldig for hans innsats; som tidligere redaktør av FFV, som redaksjonsmedlem i nesten 20 år og som forfatter av utallige populærartikler i FFV. Vi regner forøvrig med at FFVs lesere også i framtiden vil få nyte godt av Steinsvolls brede innsikt i fysikk.

Tor Langeland har etter eget ønske trukket seg fra jobben som redaksjonssekretær. Bertel Grimeland har imidlertid sagt seg villig til å være redaksjonen behjelpelig med koding av manuskripter for fotosats, noe som til tider kan medføre en ikke ubetydlig arbeidsinnsats.

FFV – Panelet: Hallstein Høgåsen

Aksel Sandemose fortel ein stad om ei ape som for lenge, lenge sidan sat i eit tre og såg på himmelen. Der var månen. Kva fanden er det med månen, tenkte apa. Sola er der eller ho er ikkje der. Månen derimot er ny og ne, halv og full. Etter ein million år eller så tenkte apa: Kva fanden er det med meg? Ho krabba ned av treet og var menneske.

Er vi som yrkesgruppe litt på apestadiet?

Som fysikarar undrar vi oss, ikkje lenger over månen men over liknande fenomen som ingenting har å gjera med våre menneskelege kjensler. Glede, hat, krig og fred ligg utanfor det vi syslar med i det som direkte er vår faglege aktivitet. Urgamle problem som gudars eksistens er utanfor vårt fag, det myter og religionar seier om vår og verdas eksistens høyrer til i den private sfæren.

Fysikken har som fag vore det beste eksempel på fragmenteringa av det verdsbiletet som dei fleste vil ha enkelt, lettfatteleg og meiningsfylt. Fysikken byr berre fram delforklaringar ved å fokusere på dei enklaste system. Elementærpartikkelfysikken er ekstrem i så måte.

Kva betydning har vel vekselverknaden mellom kvarkar og lepton samanlikna med vår vekselverknad med våre nærmaste som vi elskar eller hatar?

Ingenting kanskje, eller kanskje alt.

Innafor studiet av dei delsystem som fysikken har studert, har det alltid starta med ei fragmentering av verdsbiletet;

Torever er ikkje Tor som fer over himmelen og slæst med jotnar, men berre elektriske utladningar. Magnetismen blir studert mellom enkle system, ikkje som «dyrisk magnetisme».

Så skjer likevel det, at krefter som i fyrste omgang verkar som ulike, viser seg å renna av den same rot; Maxwells likningar. Som vi ser i dette nummeret er det i dag sikkert at Maxwells likningar på si side er fenomenologien til ein delmengde av teorien for elektroveik vekselverknad.

Same prinsippet, prinsippet om justerinvarianse (gauge-invarians) som fører til den elektroveike vekselverknaden, verkar også om ein vil finne eit grunnleggande prinsipp for sterk og gravitasjonell vekselverknad.

Gjennom studiet av kvarkar og lepton har vi fått ein kunnskap som gjer at vi kan bli i stand til å svare på urgamle generelle spørsmål: Kvar kom sola i frå, kva skjedde då universet vart skapt?

Det er like fasinerande som tanken på at molekylarfysikk er i ferd med å forklare den delen av vår karakter som er arveleg bestemt.

Som fysikar er det lett å bli hovmodig og lett å bli beskjeden.

Kviler ikkje all naturvitskap på lovene som fysikarar har funne fram til ved å arbeide med elementære system? Har vi ikkje bestemt det magnetiske dipolmomentet til elektronet med 11 gjeldande siffer? Kva for ein økonom kjenner vel noko så enkelt som pengemengden sin med meir enn 3?

Likevel er det unekteleg slik at det meste som opptek våre medmenneske ligg utanfor vårt fagområde. Menneskelege problem kan vi i alle fall ikkje gjera meir med enn andre yrkesgrupper.

Det er desverre (vil mange seia) vanskeleg å overvurdere betydninga fysikken har hatt på vårt liv og vårt livssyn. Mest har denne skjedd indirekte (desverre, vil *vi* seia) gjennom den fantastiske økonomiske utviklinga kjennskapen til naturlovene har ført med seg.

Når forsking i dag får mediaomtale er det mest alltid i ein økonomisk samanheng. Samfunnet har bruk for den økonomiske drivkrafta som er knytt saman med visse resultat av forskarar sitt arbeid. Så har Noreg vorte eit land der det flyt av forskningspolitiske meldingar. Landet har bruk for fysikarar som gjer bestemte ting.

Men fysikarar er sære folk, og det *er vanskeleg å planlegge.* Ingen ville vel for 20 år sidan forutsagt at CERN skulle bli springbrettet for norsk dataindustri internasjonalt. Forskarar som gjennom si interesse for elementærpartiklar gav Noreg grunn til å vera med i CERN, var ikkje primært interessert i elektronikk

og data, langt mindre i industri.

I dag er aviser og tidskrift fulle av artiklar om supraleiding. Dei som for ein del år sidan var intenst interesserte i supraleiding hadde ikkje ein internasjonal organisasjon som CERN å støtte seg til. Interessa innalands var så lita at dei for ein stor del måtte finna seg anna å gjera. Så i dag må det da gjerast skippertak. Alle som prøver å få gjort noko som betyr ein epsilon i internasjonal samanheng, veit at skippertak i naturvitskap må vare i tiår.

Det blir sagt at vi må vera flinkare til å marknadsføre oss. Det er sikkert rett. Men: Det hender at flinke forskarar også er flinke når det gjeld administrasjon og PR. Diverre er eit samanfall av desse eigenskapane sjeldan, i alle fall her til lands.

Eg kan difor ikkje la vera å kome med eit fromt ynskje i desse tider med utreidingar, planlegging, framtidsvyer og evaluering.

Gjev at alle som er med på slikt arbeid tok seg god tid til å koma rundt i forskningsmiljøa, og at dei viste fagleg interesse for det som blir gjort. Om mange av oss kanskje ville kjenne dette som utidig innblanding så får det våge seg.

Er arbeidet gjort i fullt alvor, av flinke folk som er djupt opptekne av det dei driv med (utan å vera kliniske tilfelle), da ville det kanskje vera mykje å tene for landet om ein gjekk inn for å fjerne den yrkesmessige frustasjon som ros og pengar kan bøte på.

Ein dag blir kanskje nett denne ekspertisen verd pengar og ein slepp å setja i gang med sjokk-tiltak.

Men fromme ynskje blir få feite av. La difor høna som skulle til Dovrefjell vera vår helt. Verda omkring oss har ofte sett verre ut. Lykke til med det faglege problemet du strevar med, og ver klar over at finn du ikkje løysinga på det, så kjem verda til å forgå!

∞

DET TIDLIGE UNIVERS – Der partikkelfysikk, kjernefysikk og astrofysikk møtes

*Rolf Stabell**

Noen sekunder efter starten er universet særdeles enkelt å beskrive; det er dominert av elektromagnetisk stråling, fotoner, og løsningen av Einsteins ligninger for et slikt strålingsunivers er spesielt enkel. I forhold til antallet fotoner (alt er jo relativt) er antallet materiepartikler forsvinnende. Disse partiklene – som forøvrig utgjør all observerbar masse i vårt univers i dag – er av kun tre typer; nøytroner, protoner og elektroner – byggestenene for dagens atomer. Vi skal se litt på hvordan universet er kommet til denne fasen og på dets videre utvikling i den første timen.

I løpet av de siste tyve år har man på et solid grunnlag av moderne teoretisk fysikk og observasjoner vært i stand til å utvikle en akseptabel modell for *det tidlige univers*. Detaljene i denne modellen er nå så godt underbygget og godtatt at den omtales som «standardmodellen». Jeg skiller her forsiktigvis mellom *det tidlige univers* som omfatter tiden fra et hundredels sekund og frem til la oss si hundre minutter, og *det tidligste univers* som omfatter tiden før et hundredels sekund.

I den tidligste fasen må man tenke seg en enormt rask ekspansjon, nærmest en slags eksplosjon. Men ikke en eksplosjon slik man er vant til, hvor det hele har et senter og hvor virkningen brer seg utover i alle retninger. Nei, man må prøve å tenke seg at eksplosjonen skjer samtidig overalt i rommet. Med rommet menes alt som eksisterer av tredimensjonalt rom, og det kan være uendelig eller det kan være endelig. Ingen av delene er lette å fatte. – Det siste, som innebærer at rommet krummer seg tilbake i seg selv, som overflaten av en kule gjør det, er umulig å ha en enkel og klar forestilling om, men det får så være. Heldigvis spiller det ingen rolle for de fysiske forhold i det tidligste univers om rommet er endelig eller uendelig.

Nyere teorier går ut på at universet i en liten del av denne tidligste fasen utvidet seg eksponentielt; den såkalte inflasjonsmodellen. I den tidligste fasen kan man finne grunnen til at universet inneholder materie og kanskje finner man her til og med svar på *hvorfor* universet startet å ekspandere. (Den seneste versjon av denne modellen, kaotisk inflasjon, hevder at universet er selv-reproduserende og består av mange mini-univers, kanskje med vidt forskjellige egenskaper. Vi befinner oss i ett av disse mini-univers og observerer bare en liten del av det.)

Men vi skal la alle disse interessante idéene og spekulasjonene ligge og heller se litt nærmere på hvordan forholdene er efter at et hundredels sekund har gått. Fysikken er her vel forstått og resultatene av de beregninger som er gjort kan sjekkes ved observasjoner.

Terskeltemperatur

Temperaturen, T, i de tidlige faser av universets historie kan bestemmes ved hjelp av følgende enkle formel:

$$T = 10^{10}/t^{1/2}\ \text{K}.\ (t \text{ i sek})$$

Efter et hundredels sekund er temperaturen sunket til 10^{11}K. Hver partikkel kolliderer ustanselig med andre partikler i ildmørjen, så til tross for en rask ekspansjon, er universet i nærmest perfekt termisk likevekt. Dette er viktig, for det betyr at forholdene i ildmørjen er bestemt av lover og regler fra statistisk mekanikk og er *uavhengig* av det som måtte ha foregått i den tidligste fasen.

Av stråling kan man få dannet materie- og antimateriepartikler (pardannelse). Energien på strålingen dvs. temperaturen må bare være høy nok. Enhver elementærpartikkel har derfor sin

*Astrofysisk institutt,
Universitetet i Oslo.

terskeltemperatur definert ved den hvileenergi den representerer

$$T = mc^2/k,$$

hvor k er Boltzmanns konstant.

I tabell 1 er hvileenergi og terskeltemperatur angitt for noen av de vanligste partikler.

De såkalte feltligningene i generell relativitetsteori kan anvendes på et univers som er dominert av en jevnt fordelt stråling. Det hele koker ned til følgende «løsning»

$$R = Kt^{1/2}.$$

R kalles skalafaktoren og har en spesiell tolkning, men kan enkelt betraktes som en typisk «stor» avstand, for eksempel mellom to fundamentale partikler som lokalt ligger i ro. K er en konstant og t er tiden. Selv om partikler lokalt kan ligge i ro, vil avstanden mellom dem øke med tiden.

Det er velkjent og lett å vise at energitettheten, u, av stråling avtar med økende dimensjon, R, av et gitt volum som R^{-4}.

Tettheten av fotoner avtar som R^{-3}, og i tillegg avtar energien av hvert foton (rødforskyvning) med R^{-1}. Fra Stefan-Boltzmanns lov $u = aT^4$ ser vi da at temperaturen T er omvendt proporsjonal med R.

Ved å sette inn verdier for konstanter og korrigere for andre bidrag til strålingen får vi fra ligningen ovenfor

$$T = 10^{10}/t^{1/2}(\text{sek})\ \text{K}.$$

Denne formelen er strengt tatt bare gyldig i det vi har definert som den tidlige epoke i universets historie.
Legg allikevel merke til at

$$T \propto R^{-1},$$

er en allmenngyldig sammenheng for sort stråling i et ekspanderende univers. Temperaturen på den elektromagnetiske bakgrunnsstråling som fyller universet, er målt til 2,75K. Den tidligere (eller fremtidige, dimensjon på et gitt relativt stort volum, for eksempel den idag observerbare del av vårt univers, kan dermed lett beregnes ved et hvilket som helst stadium hvor temperaturen er gitt.

Elektroner og positroner

Vi ser at bare elektronet har en terskeltemperatur som ligger under 10^{11}K; temperaturen i universet ved et hundredels sekund. I tillegg til nøytrinoene og fotonene har man derfor omtrent et like stort antall elektroner og, naturligvis, positroner.

Tabell 1
Oversikt over hvileenergi og terskeltemperatur for noen av de vanligste partikler.

Partikkel	Hvileenergi (MeV)	Terskeltemperatur (10^9K)
Nøytron	939,57	10903
Proton	938,27	10888
Pimeson: +, -	139,57	1619,7
0	134,96	1566,2
Myon	105,66	1226,2
Elektron	0,511	5,93

Vi skal i det følgende benytte Mega-elektronvolt som energienhet. 1 MeV = 1,6·10-13 Joule.

Energitettheten for elektromagnetisk stråling av Planck-karakter er gitt ved Stefan-Boltzmanns lov. Siden 10^{11}K er så høyt over terskeltemperaturen for elektroner og positroner, kan vi betrakte disse som ekstra bidrag til strålingen. Nøytrinoer og antinøytrinoer (sannsynligvis i tre forskjellige utgaver) bidrar også til strålingsfeltet. Totalt får vi en energitetthet som er en faktor 5,4 ganger større enn om man bare hadde fotoner til stede. Fra Stefan-Boltzmanns lov,

$$u = aT^4, \quad (a = 4{,}72\cdot 10^3\ \text{eV m}^{-3}\text{K}^{-4})$$

finner vi, når vi korrigerer med faktoren over, at energitettheten, u, i universet efter ett hundredels sekund er: $2{,}5\cdot 10^{42}$MeV m^{-3}. (Dette er ekvivalent med en massetetthet på $4{,}5\cdot 10^{12}$ kg m-3, altså over 4 milliarder ganger tettheten av vann).

Tettheten av fotoner, N_f, kan beregnes fra (den velkjente?) formelen:

$$N_f = 2{,}028\cdot 10^7\cdot T^3\ (\text{K})\ \text{m}^{-3}.$$

Fra energitettheten bare for fotonene finner vi da også den gjennomsnittlige energi pr. foton. Ved en temperatur på 10^{11}K er den fremdeles ganske anseelig; ca. 20 MeV, og nøytrinoer og antinøytrinoer, elektroner og positroner finnes i tilsvarende antall og med tilsvarende energier.

Protoner og nøytroner

Efter hvert som temperaturen i den tidligste fase synker, vil den passere terskeltemperaturen for de forskjellige partikler (og deres respektive antipartikkel). Vedkommende partikkel-antipartikkelpar vil deretter raskt forsvinne på grunn av parannihilasjon og fordi strålingen ikke har energi nok til nye par-dannelser.

Hadde det vært nøyaktig like mange partikler som antipartikler, ville praktisk talt all materie forsvinne. Imidlertid er det en liten forskjell; for omtrent hvert milliard par er det et overskudd på én partikkel: Nyere teorier ser ut til å kunne forklare dette lille overskuddet som et resultat av en asymmetri i henfallet av en type tunge partikler kalt X-bosoner. Denne asymmetrien gir et lite overskudd av kvarker over antikvarker som gir et tilsvarende lite overskudd av materie over antimaterie, når hadroner dannes.

Av dette overskuddet henfaller de fleste typer raskt, og bare partikler med relativt lang levetid blir igjen. Lang (gjennomsnittlig) levetid i denne sammenheng har kun nøytroner (ca. 900 sekunder) og protoner ($>10^{31}$år).
Sammenlignet med antall fotoner (i et gitt volum) utgjør nøytroner og protoner et forsvinnende lite antall. For hvert proton eller nøytron finner vi av størrelsesorden en milliard fotoner. Man kan vel si at det var flaks for oss at dette lille overskuddet tross alt ble dannet.

Nøytronet har litt større masse enn protonet. Forskjellen tilsvarer en energi på 1,3 MeV. Men både nøytronene og protonene befinner seg i et hav av energirike partikler og ustanselige kollisjoner med disse omdanner protoner til nøytroner og omvendt.

De viktigste reaksjonene er:

proton+antinøytrino <--> nøytron+positron,

nøytron+nøytrino <--> proton+elektron,

Pilene betyr at prosessene går begge veier, og siden det er nesten nøyaktig like mange nøytrinoer som antinøytrinoer og like mange elektroner som positroner, får vi også omtrent like mange nøytroner som protoner.

Her stopper vi beskrivelsen av forholdene i universet ved tiden ett hundredels sekund efter starten. Selv om mange detaljspørsmål ikke er tatt opp og besvart, har vi et grunnlag for å forstå den videre utvikling en stund fremover.

Elektroner og positroner annihilerer

Efter hvert som temperaturen synker i den ekspanderende ildmørjen, minsker også energien på alle partiklene. På grunn av den lille forskjellen i masse på nøytroner og protoner skal det litt mer energi til for å omdanne proton til nøytron enn omvendt. Det blir derfor efter hvert færre nøytroner og tilsvarende flere protoner. En enkel formel for dette forholdet kan skrives slik:

$$N_n/N_p = \exp(-1{,}5\cdot 10^{10}/T(^\circ\text{K})),$$

Vi ser at antall protoner vokser på bekostning av nøytronene, og efter ett sekund, når temperaturen er sunket til 10^{10}K, er forholdet blitt 0,22.

Tidsskalaen for reaksjonene som omdanner nøytroner til protoner og vise versa øker sterkt med den minskende temperaturen. Efter vel ett sekund er det faktisk blitt for kaldt for disse reaksjonene (ja, alt er jo fortsatt relativt). Selv om temperaturen er nesten ti milliarder grader vil forholdet mellom antall nøytroner og protoner nå fryses fast.

Tidsskalaen for reaksjonene øker enda mer dramatisk et par sekunder senere. Da er temperaturen sunket ned til terskeltemperaturen for elektroner og positroner som følgelig annihilerer i løpet av meget kort tid. Tilbake er bare det forsvinnende lille overskuddet av elektroner fra den tidligste epoken.

Alle nøytrinoer, og antinøytrinoer, har sluttet å vekselvirke med andre partikler. De fortsetter et stille og tilbaketrukket liv og kjøles ned i takt med universets ekspansjon. De er der fremdeles idag som en slags spøkelsespartikler og fyller hele universet uten at vi har noen mulighet for å registrere dem. Det farer mange millioner milliarder slike kosmiske nøytrinoer gjennom kroppen vår hvert sekund. Hvis vi engang i fremtiden blir i stand til å observere dem, vil det gi oss muligheten til direkte å studere det første sekund av vårt univers.

Siden alle nøytrinotyper er koblet fri fra resten av ildmørjen, går energien som frigjøres ved elektron-positron parannihilasjonen i sin helhet til fotonene. Efter dette stadiet (3-4 sekunder) vil fotonene alltid være noe varmere enn nøytrinoene. Man kan beregne denne forskjellen og finner at det dreier seg om en faktor på 1,4.

Vi ser nå hvorfor vi kunne påstå at universet efter noen sekunder, er såre enkelt. Og vi ser også at universet er dominert av stråling. Nøytrinoene og antinøytrinoene utgjør et separat strålingsfelt, mens fotonene vekselvirker med de få materiepartiklene som finnes.

Dannelse av helium

Nøytronene ville nå, hvis intet annet skjedde med dem, henfalle til et proton, et elektron og et antinøytrino, med en halveringstid på ca. 10 min. Protontettheten er imidlertid høy nok til at det blir dannet deuteriumkjerner i et meget raskt tempo ved reaksjonen:

$$n + p \longrightarrow D + \gamma.$$

Men denne kjernen er temmelig løst bundet. Så lenge temperaturen er over en milliard grader, er fotonene så energirike at de øyeblikkelig splitter atomkjernen tilbake til to frie partikler. Vi kan da godt la pilen peke i begge retninger i reaksjonen over.

Først når det er gått ca. 200 sekunder og temperaturen er kommet godt under 10^9K, blir likevektshyppigheten av deuterium stor nok til at kjernene får tid til å reagere med hverandre. De vanligste reaksjonene er:

$$D + D \longrightarrow {}^3He + n,$$

og videre får man raskt reaksjonene

$$^3He + n \longrightarrow {}^3H + p,$$

$$^3H + D \longrightarrow {}^4He + n.$$

Her stopper prosessen opp. Bortsett fra litt litium og meget små mengder av andre lette elementer går alle nøytronene som er igjen efter ca. 200 sekunder, med til å bygge heliumkjerner. Grunnen til at det stopper opp, er at kjerner med fem eller åtte partikler ikke er stabile.

Benytter man det tidligere beregnede forhold mellom antall nøytroner og protoner, får man en heliumhyppighet (i masse) på ca. 36%. Men mer detaljerte beregninger som tar hensyn til alle relevante reaksjoner og det spontane henfall av frie nøytroner, gir ca. 25% heliumkjerner. Siden det produseres så små mengder av andre atomkjerner, betyr det at de resterende 75% av materien forblir protoner, altså hydrogenkjerner.

Materietettheten er bare 10^{-6} kg m^{-3} ved dannelsen av helium, altså temmelig lav efter vanlig standard. Men den ekvivalente massetettheten av strålingen ved 10^9K er hele 50 ganger tettheten av vann. Ved denne temperaturen er det naturligvis også umulig for elektroner å knytte seg til noen atomkjerne.

En produksjon av ca. 25% helium i denne tidlige fase stemmer meget godt med observasjoner av heliumhyppigheten i universet i dag. Det finnes ingen mulighet for å få produsert tilsvarende mengder helium ved den type kjernereaksjoner som nå foregår i stjerner uten at man samtidig får dannet for store mengder tyngre elementer. Det er ganske naturlig at dette blir betraktet som en av standardmodellens store triumfer. Nyere observasjoner av hyppigheten av D, ^{3}He og Li stemmer også svært bra med de verdier som er beregnet i standardmodellen for det tidlige univers.

Det meste av element-dannelsen er over i løpet av et kvarters tid. Efter en halv time er temperaturen sunket til 250 millioner grader. Universets utvikling er fremdeles dominert av strålingen og vil være det i nesten en million år fremover.

Selv om materietettheten er ubetydelig, spiller den allikevel en viktig rolle. Elektronene som beveger seg fritt omkring, sprer ustanselig lyset som i den tetteste tåke. Først efter nærmere en million år blir temperaturen lav nok (ca. 4000 K) til at elektronene knytter seg til atomkjernene og gjør materien nøytral. Da letter tåken og universet blir gjennomsiktig.

Litteratur

Steven Weinberg,« The First Three Minutes, A modern view of the origin of the universe», Fontana, 1987.

∞

Husk Kontingenten!

Studer FYSIKK

Skriv i FFV

PARTIKKELFYSIKK – Teorier og modeller

*Per Osland**

Kvantekromodynamikk og elektrosvak teori beskriver tilsammen nesten alle fenomener knyttet til materiens oppbygning. Teoriene er abstakte og ikke lett tilgjengelige for dem som ikke er (teoretiske) partikkelfysikere. Lykke til!

Et mål i fysikken er å beskrive flest mulig fenomener med færrest mulig lover eller teorier. Innenfor det man vanligvis kaller partikkelfysikk (vi ser bort fra gravitasjonsfenomener) finnes der i dag *to* teorier som ser ut til å beskrive så å si alle fenomener. Disse to teoriene, *kvantekromodynamikken* og den *elektrosvake teorien* beskriver to forskjellige aspekter ved de elementære materielle partiklene (leptoner og kvarker) som vanlig mikroskopisk materie (atomkjerner og atomer) er bygd opp av. Begge disse teoriene er blitt utformet de siste 20 årene. Til tross for at de er relativt nye, har vi stor tillit til at de er riktige, siden de beskriver et bredt spektrum av fenomener.

Kvantekromodynamikken er en teori for bestanddelene av protoner, nøytroner og atomkjerner: kvarker og gluoner. Den elektrosvake teorien beskriver vekselvirkninger hvor såvel kvarker som leptoner (f. eks. elektroner og nøytrinoer) inngår. For å gi en enhetlig beskrivelse av disse to teoriene skal vi først gi et kort resymé av kvanteelektrodynamikken.

Kvanteelektrodynamikk – QED

Det er naturlig å sammenlikne kvantekromodynamikken (forkortet QCD for «Quantum Chromodynamics») med kvanteelektrodynamikken (forkortet QED for «Quantum Electrodynamics»); vi skal derfor først se på den. QED beskriver de elektromagnetiske vekselvirkningene til leptoner, som er partikler uten sterke vekselvirkninger (kjernekrefter). Elektronet er en typisk representant for leptonene som alle har spinn $^1/_2$, dvs. de er fermioner (tilfredsstiller Fermi-Dirac statistikk). I feltteori beskrives leptonene, liksom andre partikler, ved hjelp av feltoperatorer. Disse feltoperatorene har mye til felles med bølgefunksjonene fra ikke-relativistisk kvantemekanikk. Men, i motsetning til kvantemekanikkens bølgefunksjoner, som beskriver et bestemt antall partikler (typisk én eller to), kan feltoperatorene brukes til å beskrive en mer komplisert situasjon, hvor partikkelantallet f. eks. forandres i en kollisjonsprosess.

Liksom kvantemekanikkens bølgefunksjoner er komplekse, så er også feltoperatorene komplekse. QED er en *gauge-teori*. Det betyr at *fasen* til fermionfeltet kan velges vilkårlig ved ethvert punkt i tid og rom på et par betingelser. For det første må fermionet koble (vekselvirke) med fotonfeltet på en helt bestemt måte. Fotonfeltet kalles derfor også et gauge-felt. For det andre må vektorpotensialet som beskriver fotonfeltet undergå en tilsvarende forandring (uten at de fysiske feltene **E** og **B** forandres). Hvis man starter med det aksiom at fermionfeltet skal ha en lokalt valgbar fase, så er altså QED bestemt, fotonet må koble til elektronet på nettopp den riktige måten.

Elektronet beskrives av en feltoperator $\psi(x)$, hvor $x=(t,\mathbf{r})$ er den 4-dimensjonale tid-rom-koordinaten. Bevegelseslikningen kan utledes fra Lagrange-tettheten

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}(x)[i\gamma^\mu\partial_\mu - m]\psi(x) \qquad (1)$$

som beskriver *frie* spinn 1/2 partikler med masse m (se ramme). Denne Lagrange-tettheten er *invariant* under følgende fasetransformasjon

$$\psi(x)\rightarrow\psi'(x) = exp[-ie\chi(x)]\psi(x),$$
$$\bar{\psi}(x)\rightarrow\bar{\psi}'(x) = exp[ie\chi(x)]\bar{\psi}(x), \qquad (2)$$

forutsatt at fotonfeltet $A_\mu(x)$ kobler til elektronfeltet ved at ∂_μ i (1) erstattes av den såkalte kovariant deriverte

$$D_\mu \equiv \partial_\mu + ieA_\mu(x), \qquad (3)$$

(e er elektronets ladning) og samtidig at fotonfeltet undergår en forandring bestemt av $\bar{\psi}(x)$:

$$A_\mu(x) \rightarrow A'_\mu(x) = A_\mu(x) + \partial_\mu\chi(x). \qquad (4)$$

Lagrange-tettheten

I feltteori spiller Lagrange-tettheten en rolle tilsvarende Lagrange-funksjonen i klassisk mekanikk. Det henger sammen med at «bevegelseslikningen» for feltoperatoren $\psi(x)$ kan utledes av et ekstremalkrav for virkningsintegralet

$$S = \int d^4x\mathcal{L}(x).$$

Ekstremalisering av et slikt integral er analogt med f.eks. Fermats prinsipp i optikken: Man finner hvordan en lysstråle går gjennom et sammensatt linsesystem ved å minimalisere tiden den bruker.

Ved innsetting av Lagrange-tettheten (1), ser en at vilkåret $\delta S = 0$ fører til følgende «Euler-Lagrange-likning» for $\psi(x)$:

$$[i\gamma^\mu\partial_\mu - m]\psi(x) = 0.$$

Dette er ikke noe annet enn Diracs berømte likning som beskriver *frie* partikler (elektroner) med halvtallig spinn.

I Dirac-likningen, og i uttrykket (1), brukes indeksen μ for komponentene av tid-rom-vektoren x (μ=0,1,2,3), med forkortelsen

$$\partial_\mu \equiv \partial/\partial x^\mu,$$

γ^μ er fire Dirac-matriser av dimensjon 4×4. I kombinasjonen $\gamma^\mu\partial_\mu$ er summasjon over indeksene underforstått. $\psi(x)$ forstås som en 4-vektor, eller en 4×1-matrise. I Lagrange-tettheten (1) står (x) for den adjungerte feltoperatoren,

$$\chi(x) = \psi^\dagger(x)\gamma^0.$$

hvor † betyr Hermite'sk adjungering, dvs. transponering og kompleks-konjugering av operatoren.

*Fysisk institutt,
Universitetet i Bergen.

Lagrange-tettheten tar da formen

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}(x)[i\gamma^\mu D_\mu - m]\psi(x) - \tfrac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}, \quad (5)$$

hvor det siste leddet er inkludert for å beskrive fotonfeltet. Feltstyrketensoren (som beskriver elektriske og magnetiske felter) kan uttrykkes ved en kommutator som

$$F^{\mu\nu} = (i/e)[D^\mu, D^\nu] = \partial^\nu A^\mu - \partial^\mu A^\nu. \quad (6)$$

Mens (1) beskriver frie elektroner, definerer Lagrange-tettheten (5) QED, dvs. hvordan elektroner og fotoner vekselvirker. Den fundamentale vekselvirkningen er vist i fig.1, hvor linjene merket e

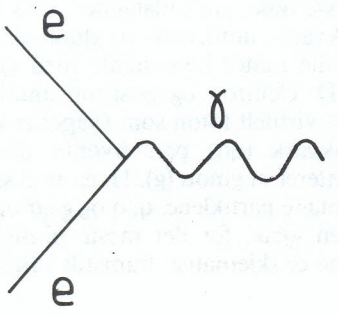


Fig.1. Vekselvirkningen i QED.

står for elektroner eller positroner, mens γ står for et foton.

Transformasjonene (2) og (4) kalles *gauge-transformasjoner*. Spesielt finner en at Maxwells likninger er invariante overfor transformasjonen (4). Funksjonen χ(x) er helt vilkårlig. At QED har denne gauge-symmetrien, ble tidligere sett på nærmest som en kuriositet. I dag tror derimot mange at det er et fundamentalt prinsipp, fordi kvantekromodynamikken og den elektrosvake teorien (som begge ser ut for være riktige) også er gauge-teorier. I dag kalles den en U(1) gauge-symmetri, fordi en faseforandring [likn. (2)] kan oppnås ved å multiplisere med en 1×1 unitær matrise (som bare er et komplekst tall med absoluttverdi 1).

Som teori har QED vært en stor suksess. Det skyldes først og fremst to forhold. For det første er den enkel, U(1) er mye enklere enn de gruppene som kvantekromodynamikken og den elektrosvake teorien er basert på. For det andre kan man lett definere en praktisk regnemetode i QED ved en rekkeutvikling i den lille parameteren $\alpha = e^2/4\pi \approx 1/137$. Et estetisk problem er at høyere ordens korreksjoner blir uendelige. Men teorien er *renormerbar*, dvs. uendelighetene kan absorberes i redefinisjoner av masse- og ladningsparametrene m og e. Dermed blir alle eksperimentelt målbare størrelser endelige og veldefinerte. Ved hjelp av denne perturbasjonsutviklingen kan f. eks. elektronets magnetiske moment beregnes, og teorien stemmer overens med eksperimentene til 10. desimal!

Kvantekromodynamikk QCD

Kvantekromodynamikken beskrives av en Lagrange-tetthet som har samme form som (5):

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}(x)[i\gamma^\mu D_\mu - m]\psi(x) - \frac{1}{4}\sum_{a=1}^{8} F_{a\mu\nu}F_a^{\mu\nu}. \quad (7)$$

Her beskriver *kvarkfeltet*, som nå er en tre-komponent vektor i «farge»-rommet:

$$\psi(x) = \begin{bmatrix} \psi_1(x) \\ \psi_2(x) \\ \psi_3(x) \end{bmatrix}, \quad (8)$$

mens $F_a^{\mu\nu}$ står for gluonfelt-tensoren. Kvarkene er fermioner, liksom elektronet i kvanteelektrodynamikken, mens gluonene er masseløse vektorpartikler (spinn 1) liksom fotonet. I denne skjematiske framstillingen har Lagrange-tettheten for QCD altså samme form som for QED. Matrisemultiplikasjon i «farge»-rommet er underforstått, $\bar{\psi}$, D_μ og ψ er henholdsvis 1×3, 3×3 og 3×1 matriser. Kvarkene forekommer altså i tre «farger», referert til i (8) som 1, 2 og 3. Disse har ingenting med vanlige (optiske) farger å gjøre, det et bare et ord som er valgt for å referere til de tre forskjellige variantene. Vi finner fra dimensjonelle betraktninger at naturlig enhet for «farge» er den samme som for elektrisk ladning, men den har heller ingen ting med elektrisk ladning å gjøre.

Liksom QED er også QCD en gauge-teori, men basert på en annen symmetri enn hva vi har for QED. Den kovariant deriverte er her gitt i analogi med (3) som

$$D_\mu \equiv \partial_\mu + igA_\mu(x), \quad (9)$$

der g angir styrken på koblingen i QCD, og med gluonfeltet

$$A_\mu(x) \equiv \sum_{a=1}^{8} T^a A_\mu^a(x). \quad (10)$$

Generatorene T^a tilfredsstiller en SU(3) algebra gjennom kommutator-relasjonen

$$[T^a, T^b] = T^aT^b - T^bT^a$$

$$= if_{abc}T^c, \quad \text{for} \quad a,b,c = 1,2,...,8. \quad (11)$$

Her er f_{abc} strukturkonstanter som bestemmer egenskapene til algebraen.

At SU(3) har 8 generatorer betyr at der er 8 gluontyper. (I QED har vi derimot bare én fotontype.) Disse generatorene kan representeres ved 3×3 matriser.

Under en SU(3) gauge-transformasjon har vi analogt til (2):

$$\psi(x) \to \psi'(x) = exp[-ig\chi(x)]\psi(x),$$
$$\bar{\psi}(x) \to \bar{\psi}'(x) = \bar{\psi}(x)exp[-ig\chi(x)], \quad (12)$$

hvor nå faktorene ikke kommuterer, og

$$\chi(x) \equiv \sum_{a=1}^{8} T^a\chi^a(x). \quad (13)$$

Siden T^a er Hermite'ske og $\chi^a(x)$ er reelle, undergår ψ(x) og $\bar{\psi}(x)$ igjen fasetransformasjoner, som i QED. Fysikken er uavhengig av lokale faseforandringer av fermionfeltet. Gauge-transformasjonene vil blande disse komponentene i ψ, uten at vektorens lengde forandres. Helt eksplisitt har vi fra likn. (12)

$$\psi_i'(x) = \psi_i(x) - ig\sum_{a=1}^{8}(T^a)_{ij}\chi^a(x)\psi_j(x)$$
$$+ \text{høyere ordens ledd.}$$

Det er naturlig å definere en kovariant gluonfeltstyrke-tensor

$$F^{\mu\nu} = \sum_{a=1}^{8} T^a F_a^{\mu\nu}.$$

Denne kan uttrykkes som

$$F^{\mu\nu} = \tfrac{i}{g}[D^\mu, D^\nu]$$
$$= \partial^\nu A^\mu - \partial^\mu A^\nu - ig[A^\mu, A^\nu], \quad (14)$$

hvor uttrykket på første linje har samme form som tilsvarende for QED, i likn. (6).

QCD er en ikke-Abelsk gauge-teori. Det betyr at ikke alle kommutatorene (11) forsvinner. Som en følge av dette oppstår der i felttensoren (14) også ledd som er bilineære i A-feltet. For Lagrange-tettheten betyr det at der i tillegg til ledd som er bilineære i gluonfeltet og kan tolkes som kinetisk energi for gluonene, finnes der også ledd hvor tre eller fire gluonfeltoperatorer er koblet sammen. Disse leddene representerer gluon *selvkobling* (se fig.2). Med andre ord er det ikke bare kvarkene som bærer den «fargen» gluonet kobler til, «fargen» bæres også av gluonene selv. Dette er helt forskjellig fra QED, hvor fotonene kobler til elektronene fordi disse har elektrisk ladning, mens fotonene selv er uten ladning, og derfor ikke vekselvirker direkte med hverandre.

På grunn av gluonets selvkobling er QCD asymptotisk fri. Med det menes at høyere ordens kvanteeffekter gjør koblingen effektivt svakere ved korte avstander. Koblings-«konstanten» g er

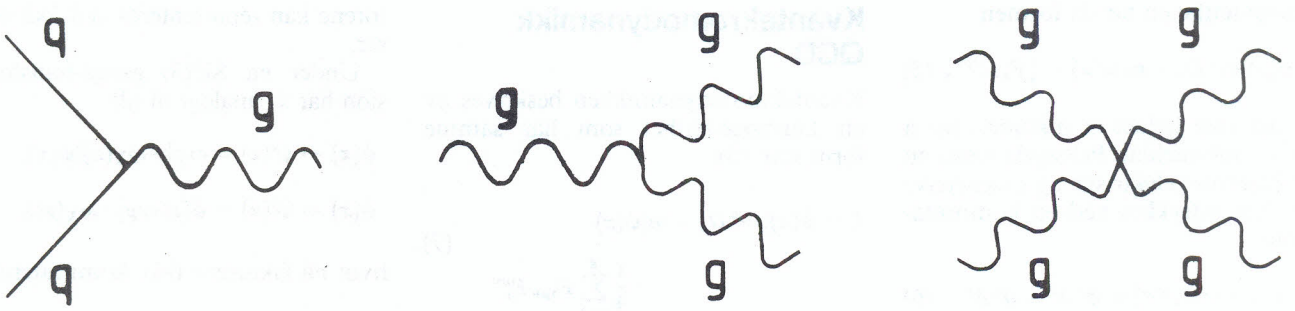


Fig.2. Vekselvirkningen i QCD (q = kvark, g = gluon).

ikke en konstant! Dens variasjon med avstanden er logaritmisk. Hvis vi bruker forkortelsen

$$\alpha_s(r) = g^2(r)/4\pi,$$

har vi

$$\alpha_s(r) = \alpha_s(r_0)/(1 + [(33-2n_f)/12\pi] \times \alpha_s(r_0) \ln(r_0^2/r^2)), \quad (15)$$

hvor n_f angir antall kvark-typer (disse betegnes ofte «flavours», og er diskutert i neste kapittel). Denne sammenhengen ble oppdaget i 1972-1973 av K. Symanzik, G. t'Hooft, D.J. Gross, F. Wilczek, og H.D. Politzer, omtrent samtidig med at QCD ble foreslått (av bl.a. M. Gell-Mann og S. Weinberg) som en teori for de sterke vekselvirkningene. Dermed var en tilsynelatende inkonsistens i den tidligere kvark-parton-modellen borte: Man visste fra det observerte hadronspektret at kvarkene var bundet med sterke krefter, mens de derimot oppførte seg nesten som om de var frie innenfor nukleonet når man lot høyenergetiske leptoner (elektroner, myoner og nøytrinoer) kollidere med nukleoner. Asymptotisk frihet forklarer dette slik: I hadroner er relative kvarkimpulser små og koblingskonstanten (og kraften) derfor stor, mens ved ekstremt uelastisk lepton-nukleon-spredning er impulsoverføringen stor og koblingskonstanten liten.

Hvis ikke kvarkene i protonet var koblet til gluoner i det hele tatt, skulle man finne virkningstverrsnitt for ekstremt uelastisk spredning av leptoner mot protoner som ikke var eksplisitt avhengige av impulsoverføringen Q. (Dette er illustrert i fig.3, hvor øverste linje representerer elektronet, med impuls p før kollisjonen, og p' etter. De tykke linjene til høyre representerer hadrontilstander som observeres som partikkelskurer eller «jets».) Dette kalles *skalering*, og er basert på at det asymptotisk, ved store impulsoverføringer, bare er tre størrelser med dimensjon masse: energien til partiklene i strålen før og etter kollisjonen, og impulsoverføringen. Protonets bestanddeler kan betraktes som masseløse punktpartikler med neglisjerbare relative impulser. Virkningstverrsnittene har imidlertid vist seg å avvike svakt fra hva denne skaleringen tilsier, noe som kan tilskrives gluonets kobling til kvarkene: når en kvark får et kraftig støt (av en partikkel i innkommende stråle), er det en viss sannsynlighet for at et gluon emitteres. Dette resulterer i brudd på skaleringen, og nøyaktige målinger har vist at disse bruddene er av nettopp den type som QCD med asymptotisk frihet forutsier.

I elektron-positron (e^- e_+) kollisjonseksperimenter har man fått en mer direkte bekreftelse på at gluoner eksisterer. Ved akseleratorene PETRA i Hamburg og PEP ved Stanford har man hatt høy nok energi til å produsere såkalte gluon-«jets». Slike slutt-tilstander, som består av kvark-, antikvark- og gluon-«jets», er på alle måter konsistente med QED + QCD: elektron og positron annihilerer til et virtuelt foton som skaper et kvark-antikvark (qq) par, hvorav den ene emitterer et gluon (g). Hver av disse elementære partiklene, q, q og g gir opphav til en «jet», for det meste pi-mesoner. Dette er skjematisk framstilt i fig.4.

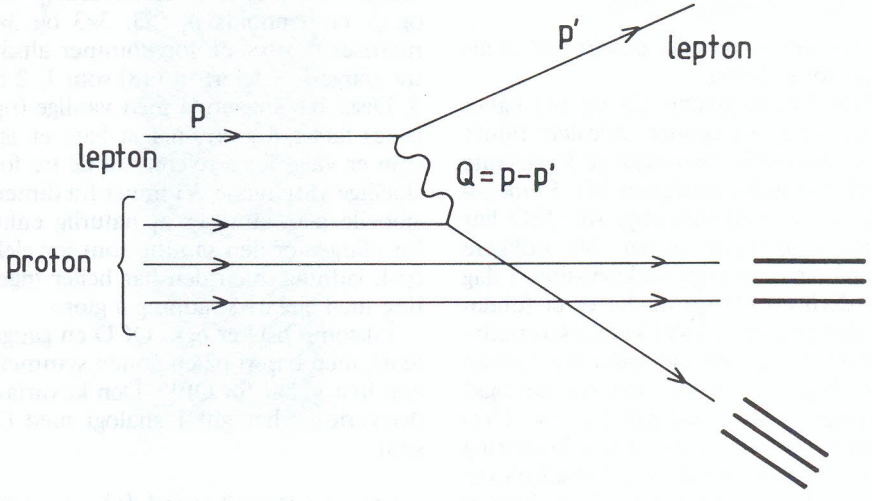


Fig.3. Ekstremt uelastisk spredning av lepton mot proton.

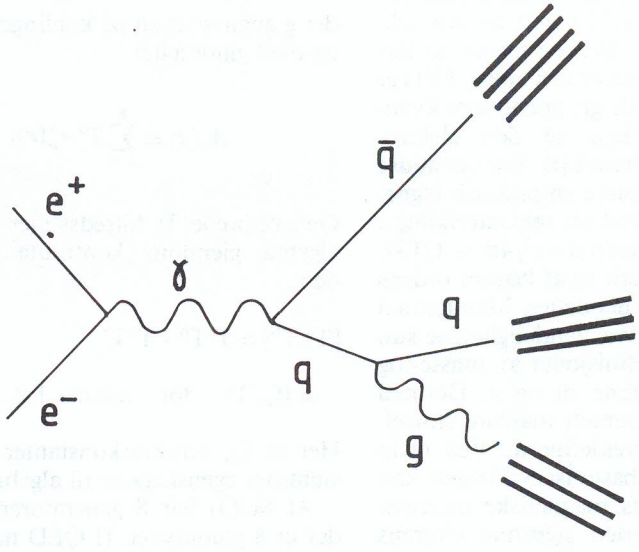


Fig.4. Elektron-positron annihilasjon til kvark, antikvark og gluon «jet».

I alle (reproduserbare) eksperimenter hvor man har lett etter frie kvarker, har resultatet vært negativt. Dette har ført til en hypotese om «confinement» eller «innestengning»: Det ser ut for at når to kvarker (eller kvark og antikvark) separeres, så blir kraften mellom dem større og større. Ved en viss avstand har feltet mellom dem nok energi til at det spontant dannes et qq par som virker nøytraliserende på de to opprinnelige partiklene. Slik forestiller man seg at kvarkene er innestengt i hadronene. Et pimeson (som består av qq) eller et proton (som består av qqq) kan ikke ioniseres i atomfysisk (kjemisk) forstand. Tilførsel av energi vil bare lede til produksjon av flere partikler, som alle er «farge»-nøytrale.

«Confinement» tenker man seg ansvarlig for at $\bar{q}$, q og g produsert i en typisk e^+e^- annihilasjon ikke unnslipper som isolerte partikler, men konverteres til hadronskurer. Det som er bemerkelsesverdig er at disse hadronskurene observeres med den energi- og vinkelfordeling som QCD forutsier for de underliggende elementære partiklene: q, $\bar{q}$ og g. Denne delen av eksperimentell bekreftelse på at QCD er riktig kom i 1979, like etter at PETRA kom i drift. Senere har man også observert hadronskurer som kan tilskrives gluon-bremsestråling i høyenergetiske proton-antiproton kollisjoner ved SPS (CERN) og Fermi-laboratoriet ved Chicago.

Litt tidligere hadde man fått en annen uavhengig bekreftelse på at QCD er riktig fra studier av upsilon-desintegrasjon. Upsilon (Υ) er et meson med spinn 1 og en masse på ca. 10 GeV. Det er essensielt et ikke-relativistisk system, og består av kvark og antikvark av typen «bottom» (b og b, se neste kapittel) bundet i en s-tilstand. Upsilon-partiklene skal ifølge QCD ha en stor sannsynlighet for desintegrere til tre gluoner. Dette er helt analogt med desintegrasjon av orthopositronium til tre fotoner, en prosess som man forbinder med den norske fysikeren Aadne Ore, etter hans teoretiske arbeider om $e^+e^- \dashrightarrow \gamma\gamma\gamma$. For prosessen

$$\Upsilon \sim b\bar{b} \rightarrow ggg$$

er de eksperimentelle observasjonene av hadronskurene fra gluonene i god overensstemmelse med teorien.

Når det gjelder den fysikken de sterke vekselvirkningene opprinnelig skulle beskrive, hadronspektret, er situasjonen mindre tilfredsstillende. Perturbasjonsteori kan ikke anvendes, siden kreftene er sterke. Systemer som består av tunge kvarker lar seg imidlertid godt beskrive av en ikke-relativistisk potensialmodell, med et QCD-inspirert potensial. For de lette hadronene er situasjonen mer komplisert, siden kvarkene de består av er relativistiske. Men hvis man diskretiserer rom og tid, er det mulig å angripe dette problemet ved hjelp av store og hurtige datamaskiner, og lovende overensstemmelse med spektret er oppnådd.

Elektrosvake vekselvirkninger

Den elektrosvake teorien gir en enhetlig beskrivelse av hva som for bare et par årtier tilbake ble betraktet som to uavhengige krefter eller vekselvirkninger: de elektromagnetiske og de svake. Det som tidligere ble kalt svake krefter er de kreftene som i atomkjerner forårsaker at en kjerne desintegrerer ved utsendelse av β-stråling. At elektromagnetiske og svake vekselvirkninger skulle ha noe med hverandre gjøre, hadde også tidligere vært foreslått. For 20 år siden argumenterte man for en forening av svake og elektromagnetiske vekselvirkninger ut fra det faktum at Fermi-teorien for de svake vekselvirkningene ikke var renormerbar. Man kunne ikke beregne høyere ordens korreksjoner. Dette er også relatert til at tverrsnittene ble forutsagt ha en høyenergioppførsel som var i strid med sannsynlighetsbevarelse.

Den teorien vi i dag betrakter som riktig, ble utarbeidet av S. Glashow (1961), A. Salam (1968) og S. Weinberg (1967). Den refereres derfor ofte til som Glashow-Salam-Weinberg-teorien, *standard-modellen*, eller også SU(2)×U(1)-teorien etter den matematiske struktur den har.

Teorien for de elektrosvake vekselvirkningene er basert på SU(2)×U(1) gruppen. Her representerer faktoren SU(2) samme algebra som vi kjenner fra kvantisert dreieimpuls, og fra isospinn i kjernefysikken. Man refererer derfor også til «svakt isospinn». Hvis vi starter med å se på fermionfeltene, så er det naturlig skjelne mellom høyre- og venstrehendte felter. I de tradisjonelle svake vekselvirkningene, hvor fermionladningen forandres, er det bare de venstrehendte feltene som inngår. Det har sammenheng med at disse vekselvirkningene bryter paritet og partikkel-antipartikkel-symmetri. Et typisk eksempel på en slik svak vekselvirkning er nøytrondesintegrasjon:

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e \qquad (16)$$

hvor slutt-tilstanden består av et proton, et elektron og dets antinøytrino. Alle slike overganger involverer to par av partikler. Vi grupperer disse (venstrehendte) feltoperatorene i dubletter. Til denne tid har man funnet tre leptondubletter (L=«Left»):

$$\begin{bmatrix} \nu_e \\ e \end{bmatrix}_L, \quad \begin{bmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{bmatrix}_L, \quad \begin{bmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{bmatrix}_L. \qquad (17)$$

Disse refereres ofte til som tre «generasjoner» eller «familier», én assosiert med elektronet, én med myonet, og én med tau-partikkelen. For hver av de tre QCD-«fargene» ser det også ut for være tre kvarkdubletter:

$$\begin{bmatrix} u \\ d \end{bmatrix}_L, \quad \begin{bmatrix} c \\ s \end{bmatrix}_L, \quad \begin{bmatrix} t \\ b \end{bmatrix}_L. \qquad (18)$$

hvor bokstavene refererer til «flavours»: u = «up», d = «down», c = «charm», s = «strange», t = «top» og b = «bottom». Alle unntatt «top»-kvarken (t) er funnet. For leptonene har den øverste i hver dublett elektrisk ladning 0, den nederste -1. For kvarkene er ladningene henholdsvis +2/3 og -1/3. I begge tilfellene er altså differansen mellom ladingen til øvre og nedre komponent i en dublett lik 1.

I tillegg til disse SU(2)-dublettene som representerer de venstrehendte feltene, er der SU(2)-*singletter* som representerer de høyrehendte feltene som korresponderer til de ladede tilstandene i dublettene ovenfor. Denne asymmetriske beskrivelsen av venstre og høyrehendte feltkomponenter er knyttet til det eksperimentelle faktum at de svake vekselvirkningene ikke respekterer en paritetssymmetri.

Ifølge standardmodellen skjer ladet-strøm-vekselvirkningene ved at utveksling av W^+ og W^- bosoner forårsaker overganger mellom øvre og nedre komponent i disse dublettene. For eksempel kan myon-desintegrasjon

$$\mu^- \rightarrow e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_e$$

forstås som angitt i fig.5. Et annet eksempel er en kvarkreaksjon hvor «flavour» forandres:

$$d \rightarrow u + W^- \qquad W^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e.$$

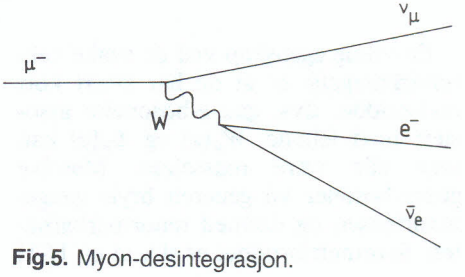


Fig.5. Myon-desintegrasjon.

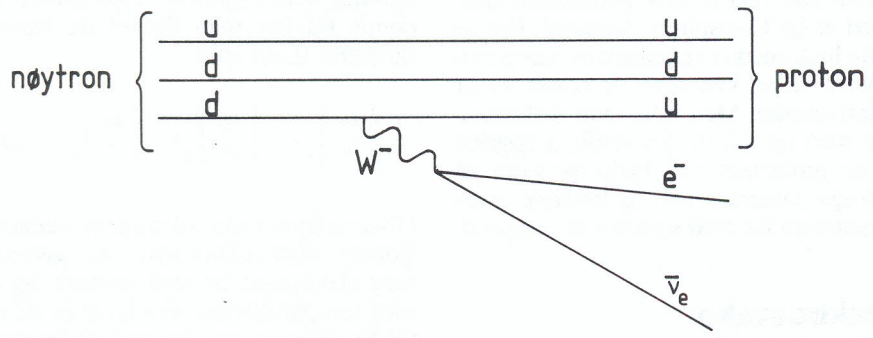


Fig.6. Nøytron-desintegrasjon.

Hvis vi her tar med en u- og en d-kvark som passive «tilskuere» (se fig.6), får vi en beskrivelse av nøytron-desintegrasjonen i (16) på kvarknivå, siden «valens»-kvarkene i nøytronet og protonet er henholdsvis (ddu) og (uud).

Sammenlikner vi nå med QCD, ser vi at fermion-dublettene (17) og (18) spiller en lignende rolle som kvark-fargetripletene (8). Disse dublettene er assosiert med en SU(2) symmetri, på samme måte som fargetriplettene er assosiert med en SU(3) symmetri. I tillegg er der en U(1) symmetri som knyttes til en type ladning som kalles «svak hyperladning». Gauge-transformasjonene er slik at hvis ψ_L representerer en av dublettene ovenfor, vil den analoge transformasjonen til (2) og (12) være

$$\psi_L(x) \rightarrow \psi'_L(x) =$$

$$exp[-ig_1\chi_1(x)]exp[-ig_2\chi_2(x)]\psi_L(x),$$

hvor indeksene 1 og 2 refererer til størrelser assosiert med henholdsvis U(1) og SU(2) symmetrien. Den kovariant deriverte er nå

$$D_\mu \equiv \partial_\mu + ig_1B_\mu(x) + ig_2W_\mu(x), \qquad (19)$$

hvor g_1 og g_2 er koblingskonstantene, mens B og W er vektorfeltene assosiert med henholdsvis U(1) og SU(2). I likhet med (10) har vi

$$W_\mu(x) \equiv \sum_{a=1}^{3} T^a W_\mu^a(x). \qquad (20)$$

To av de tre komponentene identifiseres med ladede W-bosoner av den typen som inngår i fig.6. Den tredje komponenten finnes igjen i det nøytrale Z^0 bosonet.

En viktig egenskap ved de svake vekselvirkningene er at de har svært kort rekkevidde, dvs. gauge-bosonene assosiert med feltene $W_\mu(x)$ og $B_\mu(x)$ kan ikke alle være masseløse. Massive gauge-bosoner vil generelt bryte gauge-invariansen og dermed renormerbarheten. Symmetribruddet er slik at en U(1) symmetri overlever fra SU(2) × U(1). Den er imidlertid ikke den samme som den opprinnelige hyperladningssymmetrien. Den overlevende U(1) symmetrien representerer elektromagnetismen, fotonet framkommer som en masseløs partikkel (som den må), en lineærkombinasjon av gauge-bosonet assosiert med hyperladning og det elektrisk nøytrale medlemmet av W-tripletten. Den ortogonale kombinasjonen av disse to feltene representerer derimot en massiv partikkel, det nøytrale Z^0 bosonet. Blandingsforholdet uttrykkes ofte ved sinus til en vinkel, $\sin^2\theta_W$. Denne parameteren beskriver en relasjon mellom koblingskonstantene g_1 og g_2, og dessuten et masseforhold, som i modellen ikke kan bli større enn 1:

$$(M_W/M_Z)^2 = \cos^2\theta_W.$$

Nøytrale strømmer

Den viktigste forutsigelsen av en forenet elektrosvak teori er eksistensen av Z^0 bosonet. Det betyr at der må finnes *nøytrale strømmer*, dvs. svake prosesser med utveksling av Z^0 hvor elektrisk ladning (eller «flavour») ikke forandres. Den første triumfen for teorien var da også at slike ble oppdaget (ved CERN, i 1973), ved at en påviste reaksjoner av typen:

$$\bar{\nu}_\mu + e^- \rightarrow \bar{\nu}_\mu + e^-,$$

$$\nu_\mu + N \rightarrow \nu_\mu + X,$$

$$\bar{\nu}_\mu + N \rightarrow \bar{\nu}_\mu + X,$$

hvor N angir et nukleon og X angir en vilkårlig hadronisk slutt-tilstand. De to første av disse er skissert grafisk i fig.7. Tverrsnittene for disse prosessene, relatert til de tilsvarende ladet-strøm prosessene, hvor f. eks.

$$\nu_\mu + N \rightarrow \mu^- + X,$$

(skissert i fig.8) ga mål for $\sin^2\theta_W$ som alle var konsistente.

Higgs-mekanismen

Den såkalte *Higgs-mekanismen* er en måte gi masse til gauge-bosonene på, uten at renormaliserbarheten går tapt.

La $\Phi(x)$ være en skalar isospinn-dublett,

$$\Phi(x) = \begin{bmatrix} \phi^+(x) \\ \phi^0(x) \end{bmatrix}, \qquad (R1)$$

og la Lagrange-tettheten ha to ledd som representerer kinetisk og potensiell energi for Φ feltet,

$$\mathcal{L} = (D_\mu\Phi)^\dagger(D^\mu\Phi) - V_H(\Phi) + \ldots,$$

med potensialet

$$V_H(\Phi) = -\mu^2(\Phi^\dagger\Phi) + \lambda(\Phi^\dagger\Phi)^2.$$

Hvis nå $\mu^2 > 0$ og $\lambda > 0$, vil laveste energitilstand (vakuum) ha forventningsverdien

$$<\Phi^\dagger\Phi> = \mu^2/2\lambda \equiv v^2/2 \neq 0.$$

Lengden av vektoren $<\Phi>$ er dermed gitt, men ikke dens retning i SU(2)-rommet. Ved at en retning velges, brytes SU(2) gauge-symmetrien spontant. Men $<\Phi>$ må være invariant overfor gauge-transformasjonene assosiert med elektrisk ladning, den må derfor være elektrisk nøytral, og ha sammensetningen

$$<\Phi> = \begin{bmatrix} 0 \\ v/\sqrt{2} \end{bmatrix},$$

Ved passende valg av faser kan vi ta v reell. Hvis vi nå ser på leddet for kinetisk energi til feltet, dvs. setter inn for kovariant derivert fra (19) i (R2), ser vi at der opptrer ledd av typen

$$<\Phi^\dagger\Phi> W_\mu^\dagger W^\mu = (v^2/2)W_\mu^\dagger W^\mu$$

Dette er nettopp masseledd for gauge-bosonene assosiert med den opprinnelige SU(2) symmetrien. Men siden SU(2) symmetrien er brutt, vil de ladede bosonene (W^+,W^-) og det nøytrale (Z^0) ha forskjellig masse.

En neste stor triumf var at nøyaktige målinger ved Stanford i 1978, viste at totaltverrsnittet for longitudinalt polariserte elektroner som kolliderte med deuteroner, var avhengig av polarisasjonens retning. Dermed hadde man vist at en slik nøytral-strøm-vekselvirkning ikke var paritetsbevarende. Dette var viktig, for Z^0 partikkelen, i motsetning til fotonet (som i dette tilfellet også kobler til den nøytrale strømmen), kobler på en måte som ikke bevarer pariteten. Siden fant man også paritetsbrytende nøytral-strøm-effekter i eksperimenter innen atomfysikk.

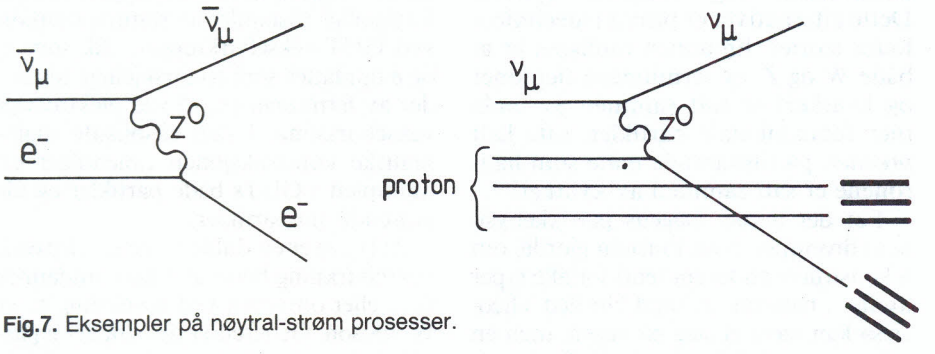


Fig.7. Eksempler på nøytral-strøm prosesser.

Massene til W^+, W^- og Z^0 partiklene er gitt ved Fermi-konstanten (som er kjent ut fra myonets levetid) og $\sin^2\theta_W$. Da denne siste ble kjent, kunne man teoretisk beregne disse massene, og partiklene ble påvist i 1983 ved CERNs SPS-maskin, med masser $m_W \approx 81$ Gev og $m_Z \approx 92$ GeV. Oppdagelsen av W^+, W^- og Z^0 partiklene ble i 1984 belønnet med Nobelprisen til C. Rubbia og S. van der Meer. Det er viktig merke seg at de eksperimentelle verdiene for massene ikke stemmer helt overens med laveste ordens teori. Det er først når man tar med neste ordens kvantekorreksjoner til massene at det stemmer. Disse korreksjonene er signifikante, ca. 3 GeV. Den eksperimentelle bekreftelsen av denne forskyvningen bidrar naturligvis til å skape tillit til teorien.

En av de mest sentrale oppgaver som gjenstår, for å komplettere bekreftelsen på at standard-modellen for de elektrosvake vekselvirkningene er riktig, er å finne Higgs-partikkelen. Ved det spontane symmetribruddet, hvor $\Phi \longrightarrow \langle\Phi\rangle$, overlever én dynamisk frihetsgrad fra dubletten (R1), nemlig Higgs-partikkelen. Nå er det dessverre slik at SU(2) ×U(1) teorien ikke sier noe som helst om Higgs-partikkelens masse. Gode argumenter tilsier at den skal være tyngre enn ca. 7 GeV og lettere enn ca. 1 TeV. Mange tror imidlertid at Higgs-mekanismen og Higgs-partikkelen bare er en «parametrisering» av mer fundamental fysikk, som først vil komme for dagen ved høyere energier. Men eksperimenter som er egnet til oppdage en Higgs-partikkel hvis den er lettere enn ca. 1 TeV, skulle også ha en svært god mulighet for å finne noe av denne nye fysikken.

∞

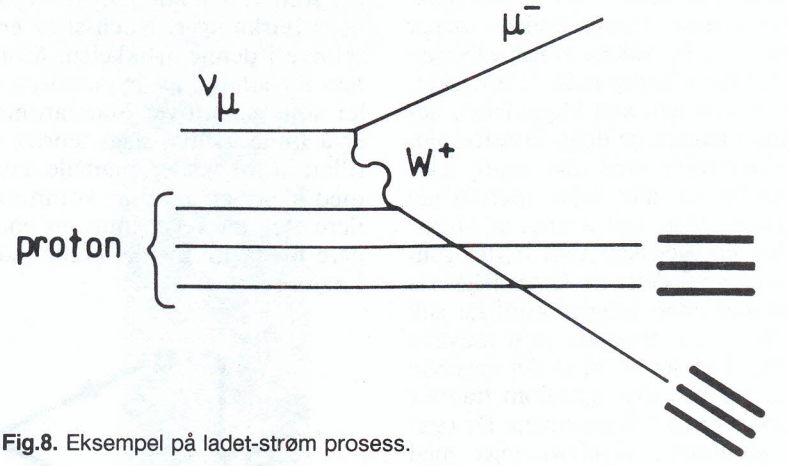


Fig.8. Eksempel på ladet-strøm prosess.

STANDARDMODELLEN – Det endelige svar?

*Jan Olav Eeg**

Mange fysikere trur at partikkelfysikernes Standardmodell ikke kan være den endelige teorien for de fundamentale vekselvirkningene i naturen. Flere modeller går utover Standardmodellen – og reiser nye spørsmål;

«Grand Unified Theories»: Et viktig element i kosmologi? Og: er protonet ustabilt?

«Supersymmetri»: En felles teori for alle krefter i naturen, inkludert gravitasjon? Og: har alle fundamentale partikler sin «superpartner»?

«Technicolour»: Partikler med en ny type «farge» – Et alternativ til Higgs-mekanismen?

«Preon-modeller»: Er kvarker og leptoner satt sammen av enda mer fundamentale partikler?

Innafor dagens partikkelfysikk blir kvantekromodynamikk (QCD) pluss forent elektrosvak vekselvirkning, slik den er utforma av Glashow, Weinberg og Salam, kalt for Standardmodellen[1-5]. Denne er bit for bit blitt bekrefta av eksperiment. Eller mer presist: Alle eksperimenter ser hittil ut til å være konsistent med Standardmodellen. Er det så noe galt med denne? Egentlig ikke. Men fra et teoretisk synspunkt har den elektrosvake delen av Standardmodellen noen egenskaper som får mange partikkelfysikere til å tru at den bare kan være en del av en mer omfattende teori. Jeg vil nevne fire grunner til dette.

For det første: En kan si at elektrosvak teori ikke er en fullstendig forent teori for svak og elektromagnetisk vekselvirkning fordi den ikke inneholder bare *ei* elektrosvak ladning. I QCD er det derimot bare *ei* uavhengig sterk

*Fysisk institutt,
Universitetet i Oslo.

(gluon)ladning g_s, dvs. alle de åtte gluonladningene er bestemt av denne. (Slike generaliserte ladninger kalles også koplinger). De fire elektrosvake ladningene til W^+, W^-, Z og γ er derimot gitt ved to uavhengige størrelser i stedet for en:

$$g_\gamma \equiv e, \quad g_W^{(+)} = g_W^{(-)} =$$

$$e(\sqrt{2}\sin\theta_W)^{-1}, \quad g_Z = 2e/\sin 2\theta_W, \qquad (1)$$

der e er den elektriske elementærladninga. Weinbergvinkelen θ_W er en fri parameter i teorien og må bestemmes eksperimentelt. (θ_W er ikke en vinkel i konkret forstand, men den parametriserer forholdet mellom ladningene i (1).) Denne vilkårligheten i teorien kan rettes opp dersom en f.eks. kan finne en forent teori for elektrosvak og sterk vekselvirkning, såkalte «Grand Unified Theories».

For det andre: Mange fysikere mener at massene til partiklene inngår i teorien på en litt for tilfeldig måte. Dette skjer ved at et nytt felt, kalt Higgs-feltet, adderes inn i teorien og ifølge konstruksjonen vekselvirker med alle andre felt[5]. Opprinnelig er alle felta (partiklene) masselause. Men ved å anta at Higgsfeltet har en egenskap som bryter gauge-invarians vil deler av Higgs-feltet slå seg sammen med gauge-bosonfelta slik at W^+,W^- og Z framstår som massive partikler. (Det ser ut til at det engelske ordet *gauge* har slått igjennom framfor det norske *justér*). Fermionene får også masse gjennom vekselvirkninga med Higgs-feltet. Denne såkalte Higgs-mekanismen, som teknisk sett virker, gir ikke noen særlig djupere innsikt i opphavet til massene. I praksis er alle fermionmassene frie parametre i teorien. Men målet er å finne en teori med færrest mulig frie parametre. Etter at gaugebosoner og fermioner har blitt massive, blir det tilbake en del av Higgs-feltet som tilsvarer en nøytral partikkel med spinn null. Det er foreløpig også et problem for Standardmodellen at denne såkalte Higgs-partikkelen ikke er eksperimentelt oppdaga ennå.

For det tredje: Svak vekselvirkning har svært kort rekkevidde ($\approx 10^{-16}$ cm), som svarer til at W og Z er svært tunge ($\approx$ 90-100 protonmasser). Det er naturlig å tenke seg at krefter med kort rekkevidde tilsvarer utveksling av sammensatte partikler. Dette er analogt til det bildet en tidligere hadde av kjernekreftene. En tenkte seg da at kreftene mellom nukleoner, som har rekkevidde $\approx 10^{-13}$cm, blei formidla av elementære massive π -mesoner, også kalt pioner. I dag veit vi at pioner er satt sammen av en kvark og en anti-kvark. Det kan derfor tenkes at W og Z kan være sammensatt. Dette kan i tilfelle realiseres ved at Higgs-feltet som gir masse til W og Z tilsvarer et sammensatt (og massivt) system. Dette alternativet er prøvd i «technicolour» teorier. En annen mulighet er at både W og Z, *og* fermionene (leptoner og kvarker) er satt sammen av enda mer fundamentale partikler, ofte kalt *preoner*, på tilsvarende måte som hadronene er satt sammen av kvarker.

For det fjerde: Dagens partikkelfysikere drømmer, som Einstein gjorde, om å konstruere en forent teori for alle typer krefter i naturen. «Grand Unified Theories» kan være et steg på vegen, men en vil også ha med den fjerde krafta, gravitasjon. Dette kan kanskje oppnås ved å ta i bruk,*supersymmetri*, forkorta SUSY. En annen motivasjon for SUSY er å løse et problem som oppstår i GUTs.

En har også konstruert andre modeller som inneholder hittil hypotetiske vekselvirkninger. Noen slike er nevnt seinere i denne artikkelen. Motivasjonen for studiet av hypotetiske modeller som går utover Standardmodellen er å finne ut hva slags teorier som er tillatt utifra eksperimentelle data. Dermed håper en å kunne komme et eller flere steg på vegen mot en enda djupere forståelse av alle krefter som fins i naturen.

tes i GUTs som en multiplett[6]. Partiklene i samme multiplett oppfattes som forskjellige tilstander av samme fermion ved GUT-vekselvirkninger, slik som ν_e og e oppfattes som to forskjellige tilstander av fermionet (ν_e, e) ved elektrosvak vekselvirkning. I den eksplisitte matematiske konstruksjonen inneholder en multiplett i GUTs både partikler og tilsvarende antipartikler.

At (ν_e, e) er en dublett ved elektrosvak vekselvirkning betyr at e kan omdannes til ν_e eller omvendt ved utveksling av et W -boson. Generelt er det slik at en partikkel kan omdannes til en annen i samme multiplett ved utveksling av et gauge-boson. I GUTs fins det nye gauge-bosoner i tillegg til de 12 i Standard-modellen (γ, W^+, W^-, Z, samt 8 gluoner). Ved utveksling av slike nye gauge-bosoner vil f.eks. en d kvark kunne omdannes til et e^+, eller en u kvark til en *anti-u* kvark; dvs. *baryontallet vil bli endra* ved utveksling av de nye gaugebosonene. Konsekvensen blir at protonet må være *ustabilt* og kan f.eks. brytes ned slik:

$$p \dashrightarrow \pi^0 e^+, \qquad (2)$$

Dette er illustrert i fig.1. Da GUTs blei

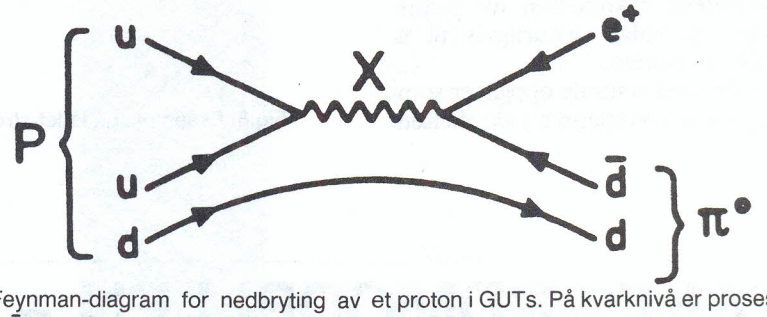


Fig.1. Feynman-diagram for nedbryting av et proton i GUTs. På kvarknivå er prosessen uu --> $\bar{d}e^+$. (Diagrammet leses fra venstre mot høgre.)

«Grand Unified Theories»

Grand unified theories (GUTs) er et fellesnavn på teorier som forener elektrosvak teori og kvantekromodynamikk til *'en* felles teori. I elektrosvak teori er fermionene organisert i dubletter[5]. For eksempel settes elektro-nøytrinoet ν_e og elektronet e sammen til en dublett (ν_e,e). Det samme gjelder for u- og d-kvarken, som settes sammen til dubletten (u,d). En *familie* består av én lepton-dublett og én kvark-dublett. I Standardmodellen er det tre familier

$$(\nu_e, e, u_j, d_j),$$

$$(\nu_\mu, \mu, c_j, s_j),$$

$$(\nu_\tau, \tau, t_j, b_j).$$

(j har tre verdier tilsvarende tre kvarkfarger). Hver av disse familiene betrakt-

lansert, visste en at protonet hadde ei levetid på minst 10^{28} år. Krafta som er årsak til protonnedbryting må altså være ekstremt svak, eller ekvivalent: gaugebosonene som formidler denne krafta må være ekstremt tunge.

Den enkleste GUT har 12 supertunge gauge-bosoner i tillegg til de 12 i Standardmodellen. (Denne versjonen av GUTs kalles SU(5)-teori etter gaugegruppa for denne modellen. Gruppa SU(5) inneholder SU(3) × SU(2) × U(1) som er gauge-gruppa for Standardmodellen.) Disse supertunge gauge-bosonene kalles gjerne X^+, X^- og Y^+, Y^- og har elektriske ladninger $\pm 4/3e$ og $\pm 1/3e$. I tillegg har disse bosonene tre forskjellige farger, som kvarkene. Ved ekstreme energier $> M_{X,Y}\cdot c^2$ vekselvirker alle de 24 gauge-bosonene med samme styrke med fermionene, og alle bosonene er masselause. En har altså full symmetri, dvs. fullstendig degenerasjon,

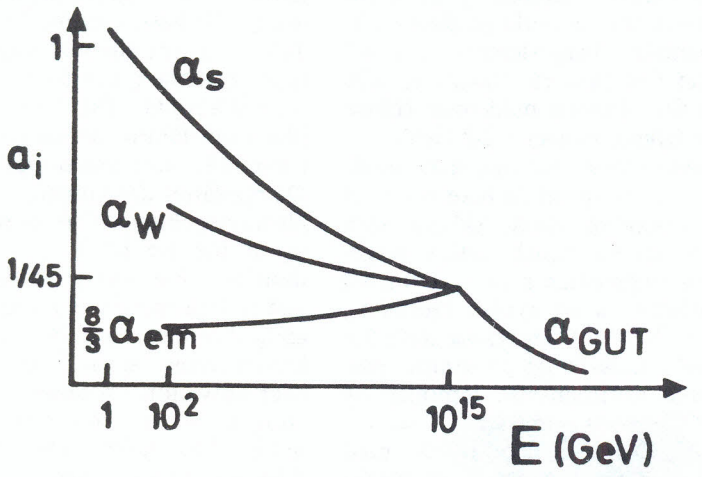


Fig.2. Variasjon av styrken ($\alpha = g^2/(2hc)$) for sterk(s), svak(W), elektro-magnetisk(em) og GUT vekselvirkning.

ved slike energier. Men når en kommer ned til energier $\approx M_{X,Y} \cdot c^2$, oppstår det et symmetribrudd, X og Y blir massive og koplingsstyrkene skiller lag. Dette er illustrert i fig.2.

I slutten av 70- og begynnelsen av 80-åra blei det lagt ned et stort arbeid i å utforske GUTs teoretisk. Med kjente data fra elektrosvak og sterk vekselvirkning som input kunne en regne ut massene til bosonene X og Y, Weinberg-vinkelen θ_W fra elektrosvak teori, og levetida til protonet. Som kjente data tok en den elektromagnetiske finstrukturkonstanten $\alpha_{em} = e^2/(4\pi c) \approx 1/137$ ved låge energier, Fermis koplingskonstant $G_F \approx g_W^2/M_W^2 \approx 10^{-5}/m_p^2$ som er målt i svake nedbrytingsprosesser, og farge-innestengningsradien $r_{QCD} \approx 1$ fm (10^{-15} m). En fant at $M_{X,Y} \approx 10^{15}$GeV/c^2, dvs. bare ca. 4 størrelsesordener under Planck-massen. Videre fant en for Weinberg-vinkelen $\sin^2 \theta_W \approx 0.20$, som er svært nær, men litt i underkant av den eksperimentelle verdien. For levetida til protonet fant en mellom 10^{28+3} og 10^{28-3}år.

Det blei også satt i gang eksperimenter for å påvise nedbrytning av protonet. Men hittil har en ikke noe avgjørende bevis for at protonet er ustabilt. Derimot er den eksperimentelle nedre grensa for levetida til protonet blitt pressa oppover, og er nå $\approx 10^{31}$-10^{32} år. Trass i det usikre estimatet for protonlevetida, mener de fleste at den enkleste (SU(5)-) versjonen av GUTs ikke kan være riktig.

Kvalitativt kan *idéen* bak GUTs likevel ha mye for seg. For det første kommer Weinberg-vinkelen svært bra ut, og en kan lure på om det er tilfeldig. For det andre er det fra et kosmologisk synspunkt velkomment med ei vekselvirkning som endrer baryontall. Dette kan forklare hvorfor det er mere materie enn antimaterie i universet.[7] En ufattelig liten brøkdel av et sekund ($\approx 10^{-35}$s) etter Big Bang hadde alle GUT-vekselvirkninger samme styrke, og det kunne dannes en overvekt av materie i forhold til antimaterie pga. vekselvirkning som endrer baryontall.

Det er konstruert flere versjoner av GUTs enn den enkleste med 24 gauge-bosoner tilsammen (SU(5)-teori). Det fins f.eks. en versjon med tilsammen 45 gauge-bosoner (SO(10)-teori), og en med 78 gauge-bosoner (E_6-teori). Denne siste har blitt populær fordi den passer godt inn i en viss versjon av superstrenger.[8] Disse teoriene *kan* ha suksessive symmetribrudd når en går fra ekstremt høge til lågere energier. Det vil si at en kan ha symmetribrudd *mellom* $M_{X,Y}$ og $M_{W,Z}$. Kurvene i fig.2 blir da mer kompliserte. I slike mer kompliserte GUTs blir ofte prediksjonene mere usikre, og teoriene blir vanskeligere å etterprøve.

Alle GUTs har en egenskap felles: de har symmetribrudd ved minst to masse (energi) skalaer. En sier at GUTs har et *hierarki* av symmetribrytende masseskalaer. (For eksempel er $M_{X,Y} >> M_{W,Z}$ i den enkleste GUT.) Dette fører til det såkalte «hierarki-problemet». Med (minst) to energiskalaer av vidt forskjellige størrelsesordener tilstede viser det seg at kvantekorreksjoner til noen fysiske parametre ikke nødvendigvis er små. (Slike kvantekorreksjoner svarer til Feynman-diagram som er mer kompliserte enn vist i fig.1). Hierarki-problemet kan løses ved å innføre «Supersymmetri» eller «Technicolour».

Supersymmetri

Supersymmetri (SUSY) er en Bose-Fermi symmetri, dvs. partikler med forskjellig spinn fins i samme multiplett. Den mest kjente og typiske egenskapen ved SUSY er at partikkelspekteret fordobles: For hver kjent partikkel med spinn 1/2 skal det fins en tilsvarende partikkel med spinn 0, men som ellers har samme kvantetall som spinn 1/2 partikkelen. Disse postulerte nye partiklene kalles i SUSY-terminologi for superpartnere eller «spartikler». Tilsvarende skal det for hvert gauge-boson fins en tilsvarende «spartikkel» med spinn $^1/_2$, i dette tilfelle kalt «gaugino».

Dersom slike «spartikler» fins, men er svært tunge, er det ikke rart at en ikke har sett noen form for spor av dem. Er det så noen grunn til at en kunne håpe å se dem i nåværende eller nært forestående eksperimenter? Ja, sier SUSY-entusiastene. SUSY kan løse hierarki-problemet i GUTs: Dersom GUTs utvides slik at SUSY blir inkludert, (såkalte SUSY-GUTs), vil bidrag til kvantekorreksjoner tilsvarende partikler og «spartikler» ha motsatt fortegn. Dette har med Pauli-prinsippet å gjøre. Antisymmetri for fermioner gir et ekstra minustegn i forhold til bosoner. Nå er opplagt SUSY en brutt symmetri; – det fins ikke noe «selektron» med samme masse som elektronet. Vi får derfor ikke noen eksakt kansellering av kvantekorreksjoner. Poenget er nå: Dersom «spartikkel-massene» er av samme størrelsesorden som W, vil kvantekorreksjonene i GUTs ha en akseptabel oppførsel. Mer konkret skulle «spartiklene» ha masse mindre enn 1 TeV/c^2; noen kunne være lettere enn W, og det letteste, (f.eks. «fotinoet»?) kunne ha en masse på noen få GeV/c^2.

I SUSY-modeller fins det bygd inn en type SUSY-ladning som er bevart. Denne har verdien +1 for «spartikler», -1 for anti-«spartikler» og 0 for vanlige partikler og anti-partikler. Fordi slik SUSY-ladning (i følge den teoretiske konstruksjonen) ikke kan forsvinne, vil den letteste «spartikkelen» være stabil. Enorme mengder av den letteste «spartikkelen» vil i så fall flyte rundt i Universet sammen med fotoner, nøytrinoer og eventuelt andre hittil ukjente rester fra Big Bang.[7] Den letteste «spartikkelen» vil også være vanskelig å påvise eksperimentelt, slik som nøytrino. I SUSY-GUTs er den dominerende mekanismen for protonnedbryting p --> νK som er vanskeligere å oppdage eksperimentelt enn p --> $e^+\pi^0$. Dette kan kanskje være «forklaringa» på at nedbryting av et proton hittil ikke er sett.

SUSY er en formalisme der en kan inkludere gravitasjon. Den aller enkleste modellen for super-gravitasjon (SUGRA) inneholder gravitonet med spinn 2, og en spinn 3/2-partikkel kalt «gravitino». Men en forent teori som inneholder gravitasjon må også inneholde våre kjente partikler fra Standardmodellen på en eller annen måte. Nå kan

SUGRA utvides til å inneholde partikler med spinn 2 ned til spinn 0, men det ser ut til å være vanskelig å finne en modell som inkluderer Standardmodellen på en naturlig måte. Men kanskje partiklene i SUGRA må være enda mer fundamentale partikler enn de som fins i Standardmodellen (f.eks. preoner). Det er lagt ned et stort arbeid for å utforske SUSY-teorier og på å analysere eksperimentelle data for å finne spor etter SUSY-«spartikler», f.eks. på antiproton-proton «collideren» på CERN. Men hittil har en ikke lykkes. SUGRA støter også på prinsippielle vansker. Mange håper at *superstrenger*[8] skal gi svar på alle vanskelige spørsmål.

«Technicolour»

I «Technicolour»(TC)-teorier antar en at det fins en ny type fermioner som er bærere av et kvantetall kalt «Technicolour» fordi det er kvalitativt analogt til farge i QCD. En antar at de nye fermionene kan forme «techni-hadroner» på samme måte som vanlige kvarker bindes sammen til hadroner. Idéen er at Higgs-feltet, som gir masse til W og Z, tilsvarer et sammensatt system. En antar at de er «techni-pioner», dvs. partikler som er analoge til vanlige pioner. TC-vekselvirkning må bli sterk ved en avstand r_{TC} 10^{-17} cm for å kunne gi rett masse til W og Z. Dersom Higgs-feltet i Standardmodellen svarer til noen av «techni-pionene» i TC-teori vil $r_{TC}^{-1} \approx 1$ TeV være den minste energien som vil gi bidrag til kvantekorreksjoner til W og Z massene innafor GUT-teorier. Energier $\approx M_{X,Y} \cdot c^2$ bidrar altså ikke, og kvantekorreksjonene blir akseptable.

Det fins også versjoner av TC-teorier der kvarkene i Standardmodellen blir oppfatta som bundne systemer av partikler med «techni-farge». Dette kan oppfattes som en versjon av *preon*-modeller.

Generelt har TC-teorier to hovedproblemer: For det første forutsier de mange nye partikler (techni-hadroner), og noen av dem (techni-pioner) skulle være så lette at de burde vært oppdaga alt. For det andre ser det ut til at noen av gauge-bosonene vil generere svært eksotiske prosesser, f.eks. $K^0 \dashrightarrow e\mu$, med så stor sannsynlighet at det strir mot eksperimentelle data (– slike prosesser er ikke sett ennå).

Preon-modeller

Vi veit nå at protonet er satt sammen av kvarker. Er det slik at naturen gjentar seg sjøl? Kan det hende at de kjente fermionene ν_e, e, u, d,... er satt sammen av enda mer fundamentale partikler – *preoner*? (Pré-kvarker, haplons og andre eksotiske navn er også brukt på disse – hittil hypotetiske – byggesteinene). I så fall skulle det fins eksiterte elektroner, slik som det fins eksiterte nukleoner. (Disse siste har typiske masser 1.2-2 GeV).

Eksiterte elektroner må, dersom de fins, være så tunge at de ikke har vært mulige å oppdage ennå. Akkurat som protonet har en typisk radius, fargeinnestengningsradien $r_{QCD} \approx 1$ fm, vil nå kvarkene ha en typisk radius r_q. $r_{QCD}^{-1} \approx 200$ MeV en typisk skala for hadroniske masser, og på samme måten skulle sammensatte leptoner og kvarker få typiske masser $r_q^{-1} \approx$ 10-100 TeV. Dette er ikke tilfelle med våre vanlige fermioner, og en regner derfor med at det må fins en symmetri i preon-modellen(e) som beskytter dem fra å bli så tunge. Men dersom preon-modeller har noe for seg må en regne med at det fins f.eks. eksiterte elektroner med spinn 3/2 og masse $\sim r_q^{-1}$.

Dersom elektronet er sammensatt, skulle dette vise seg eksperimentelt ved et avvik fra Standardmodellen. Fordi slike effekter ikke er oppdaga ennå, skulle en da i prinsippet kunne sette ei øvre grense for r_q. En kan f.eks. se etter sammensatt struktur ved høgenergieksperimenter ved maskiner som nå er under bygging. En kan også gjøre svært nøyaktige målinger av det magnetiske momentet til elektronet (eller myonet) og se om en kan måle noe avvik fra prediksjonene til Standardmodellen. Hittil har disse blitt gjort med 8–9 siffers nøyaktighet,og resultatet stemmer med Standardmodellen. Eksiterte elektroner må ha en masse på mer enn 72 GeV/c^2, dersom de fins.

Andre modeller

Partikkelfysikere har også konstruert modeller med andre typer (hittil hypotetiske) vekselvirkninger. Det har f.eks. blitt foreslått at paritetsbrudd er et lågenergi fenomen, og at det fins vekselvirkninger som fører til at paritetssymmetrien blir gjenoppretta ved høgere energier. I så fall skulle det innafor svak vekselvirkning fins nye «tunge W-bosoner» med masse > 10 TeV og sannsynligvis tunge nøytrinotyper. (Denne typen teori kan inkluderes i SO(10)-GUTs). Andre har lansert idéen om familiesymmetri (– i litteraturen ofte kalt horisontal symmetri). De oppfatter det kunstig og tilfeldig at fermionspekteret skal gjenta seg sjøl, og at (de tre hittil kjente) fermionfamiliene bør forenes i *en* multiplett ved en høg energiskala. I så fall fins det gauge-bosoner som bryter leptontallkonservering og tar f.eks. e^- over i μ^- eller omvendt. Prosesser som $K^0 \dashrightarrow e\mu$ og $\mu \dashrightarrow e\gamma$ ville være typiske signal fra slike effekter. Da slike prosesser ikke er sett (ennå), må gauge-bosonene som formidler slik vekselvirkning være svært tunge (se fig.3).

En kan også gjøre moderate modifikasjoner på den minimale versjonen av Standardmodellen. En kan f.eks. anta at nøytrinoet har masse, noe som er interessant innafor kosmologi, og kanskje som forklaring på det såkalte solare nøytrinoproblemet. (Den observerte nøytrinofluksen fra sola stemmer ikke med den teoretiske.) Også i dette tilfelle kan $K^0 \dashrightarrow e\mu$ og $\mu \dashrightarrow e\gamma$ være typiske signal. Men prosessene vil i tilfelle foregå på en mer komplisert måte enn vist i fig.3. Standardmodellen kan også utvides ved å addere inn flere Higgs-felter. Dette vil f.eks. ha innvirkning på analysen av CP-brudd i elektrosvake prosesser. (En CP-transformasjon er en kombinert ladningskonjugasjon og paritets (speilings-) transformasjon. Et observert brudd på CP-symmetri vil bety at naturen skiller absolutt mellom høgre og venstre og mellom materie og anti-materie. For flere detaljer, se ref. 9 og 10.) Sterk og elektromagnetisk vekselvirkning er CP-symmetriske, mens CP-bryting er registrert i svak vekselvirkning ved reaksjonen $K^0 \dashrightarrow \pi\pi$ og $K^0 \dashrightarrow \pi e \nu$. Dersom Standardmodellen er rett, skal det også fins CP-brudd i andre prosesser, men disse effektene er så små at de hittil ikke er blitt påvist eksperimentelt. Generelt spiller studiet av CP-brudd ei viktig rolle når det gjelder å finne effekter som ikke er i samsvar med Standardmodellen. En del CP-bry-

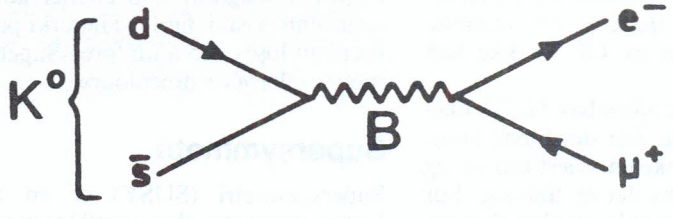


Fig.3. En mulig mekanisme for nedbryting av et K^0 meson innafor TC-teori eller en familiesymmetrisk gauge-teori. B er et tungt gauge-boson som formidler overgang mellom forskjellige familier.

Fra Fysikkens Verden

49.årgang
1987

Norsk Fysisk Selskap
Oslo 1987

ISSN-0015-9247

Fra Fysikkens Verden

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

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

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

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

Postgirokonto: 5 10 47 24
Bankgirokonto: 6094.05.40227

Norsk Fysisk Selskap

STYRE

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

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

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

Selskapets sekretær:
Gerd Jarrett,
Fysikkavdelingen, Institutt for energiteknikk, Boks 40, 2007 Kjeller.
Tlf.:(06) 812560
Postgirokonto: 5 88 38 89.
Bankgirokonto: 5102.09.58344.

Innhold

Nr. 1:

Fra Redaktørene 2
Nytt fra Skolen,
Ingerid Hiis Helstrup 2
Til Forfatterne 2
In Memoriam: H.Wergeland,
Per Chr. Hemmer og H. Olsen .. 3
FFV – Panelet: *Finn Ravndal* 4
FUSJONSENERGI – Energikjelda som ikkje tek slutt,
Gerhard Berge 5
Naturvitenskap på nordiske frimerker – Linnés apostler,
Anders Johnsson 12
ELKTRONMIKROSKOPI – Hvordan elektroner gjør mikrostrukturen synlig,
Jon Gjønnes og Arne Olsen 14
Høgtemperatur supraleiar: Ein fysikars draum er blitt ein realitet,
Kristian Fossheim 19
Bokomtaler 20
Arne B. Holt:Bare et blafrende lys
Miles V. Klein and Thomas E. Furtak: Optics – 2.ed.

UPPSALA konferansen om μSR-spektroskopi
Olav Steinsvoll 21
Påmelding Fysikarmøtet i Stavanger 1987 22
Årsmøte i NFS 24
Stipend til Fysikermøtet 1987 24
Nye medlemmer 24

Nr. 2:

Fra Redaktørene 26
OZON i atmosfæren – hva skjer?
Søren H.H. Larsen 26
In Memoriam: W.Stoffregen,
Alv Egeland og Karl Måseide 26
FFV-Panelet: *John Rekstad* 27
BOREHULLSLOGGING – Fysikk i dype hull,
M.Holt og E.Fjær 28
NORDLYS DAG OG NATT – Samtidige observasjoner fra Svalbard og Alaska,
B.Jacobsen, B.Lybekk, P.E.Sandholt og A.Egeland 36
MRI – Snittbilder rekonstruert fra NMR-målinger,
Håkon Theisen og Olav Steinsvoll 35
Supraledning – mot nye rekorder,
Olav Steinsvoll og J.L.McCauley . 43
Bokomtaler 47
T.Appelquist, A. Chododos and P.G.O. Freund: Modern Kaluza-Klein Theory
P.H. Frampton: Gauge Field Theories
M. Jacob and M. Winter: The Quark Structure of Matter

Nye medlemmer 48

Nr. 3:

FFV-Panelet: *Haakon Olsen* 50
Newtons Principia – Hvordan ble den til?
Gustav Marthinsen 51
Naturvitenskap på nordiske frimerker – Oksygenets oppdager,
Anders Johnsson 56
Tilfeldigheter i fysikk,
Asbjørn Solheim 58
Indeks 1986 59
Trim iFFV 65
Tidsavhengige effekter i uordnede stoffer,
Olav Steinsvoll 65
Bokomtaler 66
R.P. Olenick, T.M. Apostol and D.L. Goodstein: Beyond the Mechanical Universe
G. Grindstein and G. Mazenko: Directions in Condensed Matter Physics
X. Xide: Statistical Physics and Condensed Matter Theory

Årsmelding for NFS 1986 – 1987 .. 67
NFS Årsmøte 68
Nye medlemmer NFS 69
Faglig gruppe for kondenserte fasers fysikk, Dombås 1987,
Olav Steinsvoll 70
Rettelse: Supraledning – mot nye rekorder,
Olav Steinsvoll og J.L. McCauley ... 71

Nr. 4:

Nobelprisen 1987
Tormod Riste 74
Erwin Schrödinger 100 år
Anders Johnsson 74
Gerd Jarrett 60 år
Eivind Osnes og Tormod Riste 75
FFV – Panelet: *Anders Johnsson* 75
Kvanteteorien – Er den fullstendig?
Harald Andås og Kristoffer Gjøtterud 76
GALILEI OG KIRKEN – Hva var anklagen?
Jan Brage Gundersen 83
Kan vi forstå alt?
Bertel Grimeland 87
Bok-kronikk: Bak tid og rom
Steingrim Skavlem 90
Bok-kronikk: Science and technology; Directed energy weapons,
Kristoffer Rypdal 90
Konferanse: High temperature superconductors, Genova,
Olav Steinsvoll 91
Dr. philos. i fysikk
K. Mork 94
IUPAP – nytt 93
Bokomtaler 93
C.A. Croxton: Fluid Interfacial Phenomena
Trim iFFV 93
Fysikermøtet 1988 94
Nye medlemmer 94

FORFATTER - REGISTER

Andås, Harald og Kristoffer Gjøtterud
Kvanteteorien - Er den fullstendig? 76
Berge, G.:
FUSJONSENERGI - Energikjelda som ikkje tek slutt 5
Brage Gundersen, Jan:
GALILEI OG KIRKEN - Hva var anklagen? 83
Brevik, I.:
Bokomtale: The Quark Structure of Matter 47
Egeland, A., B. Jacobsen, B. Lybekk, og P.E. Sandholt:
NORDLYS DAG OG NATT - Samtidige observasjoner fra Svalbard og Alaska 36
Egeland, A. og K. Måseide:
In Memoriam: W.Stoffregen 29
Fjær, E. og R.M. Holt:
Borehullslogging - Fysikk i dype hull 30
Fossheim, K.:
Høgtemperatur supraleiarar: Ein fysikars draum er blitt ein realitet 19
Gjønnes, J. og A.Olsen:
ELKTRONMIKROSKOPI - Hvordan elektroner gjør mikrostrukturen synlig 14

Gjøtterud, Kristoffer og Harald Andås:
Kvanteteorien - Er den fullstendig? 76
Grandum, O.
Bokomtale: Optics - 2. ed. 21
Grimeland, Bertel:
Kan vi forstå alt? 87
Grøn, Ø.:
Bokomtale: Modern Kaluza-Klein Theory 47
Helstrup Hiis I.:
Nytt fra Skolen 3
Hemmer, P.Chr. og Haakon Olsen:
In Memoriam: H.Wergeland 3
Hiis Hauge, E.:
Bokomtale: Directions in Condensed Matter Physics 66
Bokomtale: Statistical Physics and Condensed Matter Theory 66
Bokomtale: Fluid Interfacial Phenomena 93
Holt, R.M. og E.Fjær:
Borehullslogging - Fysikk i dype hull 30
Johnsson, Anders:
Naturvitenskap på nordiske frimerker - Linnés apostler 12
Naturvitenskap på nordiske frimerker - Oksygenets oppdager 56
Erwin Schrödinger 100 år 74
FFV - Panelet 75
Larsen, S.H.H.:
OZON i atmosfæren - hva skjer . 26
Lybekk, B., B. Jacobsen, P.E. Sandholt, og A. Egeland:
NORDLYS DAG OG NATT - Samtidige observasjoner fra Svalbard og Alaska 36
Marthinsen, G.:
Newtons Principia - Hvordan ble den til 51
McCauley, J.L. og O. Steinsvoll:
SUPRALEDNING - mot nye rekorder 43
Rettelse 71
Mork, K.:
Bokomtale: Gauge Field Theories 47
Dr. philos. i fysikk 93
Måseide, K. og A. Egeland:
In Memoriam: W.Stoffregen 29
Olsen, A. og J. Gjønnes:
ELKTRONMIKROSKOPI - Hvordan elektroner gjør mikrostrukturen synlig 14
Olsen, Haakon:
FFV-Panelet 50
Olsen, Haakon og P.Chr. Hemmer:
In Memoriam: H.Wergeland 3
Osnes, Eivind og Tormod Riste:
Gerd Jarrett 60 år 74
Ravndal, F.:
FFV - Panelet 4
Rekstad, J.:
FFV - Panelet 28
Riste, Tormod:
Nobelprisen 1987 74
Riste, Tormod og Eivind Osnes:
Gerd Jarrett 60 år 74
Rypdal, Kristoffer:
Bok-kronikk: APS: Science and Technology; Directed energy weapons 90
Sandholt, P.E., B. Jacobsen, B. Lybekk, og A. Egeland:
NORDLYS DAG OG NATT - Samtidige observasjoner fra Svalbard og Alaska 36
Skavlem, Steingrim:
Bok-kronikk: Bak tid og rom 88
Solheim, Asbjørn:
Tilfeldigheter i fysikk - Et streiftog i fysikkens historie 58
Steinsvoll, O.:
UPPSALA konferansen om μSR-spektroskopi 21
Konferanse: Tidsavhengige effekter i uordnede stoffer, Geilo 1987 65
Faglig gruppe for kondenserte fasers fysikk, Dombås 1987 ... 70
Konferanse: High temperature superconductors, Genova 1987 . 91
Steinsvoll, O. og J.L.McCauley:
SUPRALEDNING - mot nye rekorder 43
Rettelse 71
Steinsvoll, O. og H. Theisen:
MRI - Snittbilder rekonstruert fra NMR-målinger 39
Theisen, H. og O. Steinsvoll:
MRI - Snittbilder rekonstruert fra NMR-målinger 39
Waldenstrøm, Sigmund:
Bokomtale: Beyond the Mechanical Universe 66
Westin,S.:
Bokomtale: Bare et blafrende lys 20

tende effekter kan nemlig ha vidt forskjellig styrke i forskjellige modeller.

Fins det fysikk utover Standardmodellen?

Det ville være rart om det *ikke* fantes! Det er lite trulig at den minimale Standardmodellen som vi kjenner i dag er den endelige partikkelfysikken. Hvor skal en så leite etter spor av effekter som går utover Standardmodellen? Noe har alt vært nevnt, f.eks. effekter i høgenergikollisjoner ved akseleratorer som er under bygging. Det er også en annen måte: å leite etter svært eksotiske nedbrytingsprosesser der eksistensen av f.eks. nye gauge-bosoner manifisterer seg indirekte. Nedbryting av protonet har vært nevnt. $K^0 \dashrightarrow e\mu$ er et annet eksempel. (Eksperimenter som kan påvise svært eksotiske nedbrytinger av K-mesoner er alt i gang.) En del CP-brytende effekter vil også være følsomme for vekselvirkninger som går utover Standardmodellen. Når en finner en effekt som ikke stemmer med Standardmodellen, vil det neppe være entydig hva slags mekanisme som er på ferde. Det vil sannsynligvis bli et gigantisk puslespill å finne ut om det er noen av modellene som er nevnt her som er rett, om det er kombinasjoner av dem, eller om en må konstruere helt nye modeller/ teorier.

Referanser

1. F. Ravndal, Fra Fysikkens Verden, **37**, 25 (1975).
2. J. Finjord, Fra Fysikkens Verden, **38**, 75 (1976).
3. J.O. Eeg, Fra Fysikkens Verden, **42**, 27 og 69 (1980).
4. H. Høgåsen, Fra Fysikkens Verden, **43**, 3 (1981).
5. P. Osland, Fra Fysikkens Verden, **50** (1988) dette nr.
6. En slik multiplett er også kalt for «X-partikkel». Se: Øgrim, Ormestad, Lunde, Jerstad: «Rom, Stoff, Tid», Cappelen forlag 1985, s. 281.
7. R. Stabell, Fra Fysikkens Verden, **50** (1988) dette nr.
8. C. Lütken, Fra Fysikkens Verden, **50** (1988) dette nr.
9. F. Ravndal, Fra Fysikkens Verden, **41**, 64 (1979).
10. J.M. Leinaas og K. Olaussen, Fra Fysikkens Verden, **43**, 57 (1981).

∞

STRENGTEORI – Teorien for alt?

*C. A. Lütken Jr.**

Strengteori er et forsøk på å unifisere all kjent fysikk i en enhetlig modell. Men teorien kan også implisere en revolusjon i vår oppfatning av Universet; kan tidrommet være 10-dimensjonalt, og er «naturlovene» bestemt av seks sammenkrøllede dimensjoner?

Einsteins geometriske gravitasjonsteori har motstått alle forsøk på å utvikle den til en konsistent kvanteteori. Det er nå stort sett enighet om at dette kun kan oppnås etter at gravitasjon er unifisert med de to andre fundamentale kreftene i vårt univers, den elektrosvake (som er ansvarlig for elektromagnetiske fenomener og radioaktivitet) og den sterke kjernekraften (som holder atomkjerner sammen). Dette er hva strengteoriene forsøker å gjøre.

Å forstå strengteori uten først å lære partikkelteori er like håpløst som å angripe kvantemekanikk uten først å ha forstått klassisk mekanikk. I formuleringen av en ny fysisk teori inngår alltid språk og begreper fra den gamle teorien (eller teorier) som den erstatter, dog ofte med ny mening tilordnet gamle ord. Som vi straks skal se er strenger intet unntak.

For å se klarere hva som er nytt men også hvordan strengteori bygger på tradisjonell fysikk begynner vi med en rask oppsummering av pre-strengfysikk i Tabell 1.

Hver boks i Tabell 1 inneholder en drastisk forandring i vår måte å betrakte fysiske fenomener på, og alle er bygget inn i strengteoriene. Vi skal drøfte noen av dem i mer detalj. Det er med andre ord viktig å være klar over at vi *ikke* har kastet ut noen av de fundamentale *prinsippene* fra kvantefeltteori (som er den hittil mest vellykkede teoretiske konstruksjon) under oppbygging av strengformalismen. Minste virknings prinsipp, Lorentz-invarians, kvantemekanikk, sannsynlighetsbevaring og lokale vekselvirkninger er fremdeles fundamentale,

Tabell 1
Høydepunkter i partikkelfysikkens historie. Hver boks representerer en «ny» fysikk. Strengformalismen må gjennomgå en liknende utvikling.

REPRESENTANT	KLASSISK	1.KVANTISERT	2.KVANTISERT
Galileo	Kinematikk $s = vt$		
Newton	Dynamikk $F = ma$ Gravitasjon $G = mM/r^2$		
Hamilton Lagrange	Kanoniske metoder (Virkning)		
Einstein	Relativistisk kinematikk (tid-rommet) Relativistisk dynamikk (geometri)		
Heisenberg Schrödinger Dirac		$[x, p] = i$ $i\partial\psi = 0$ (fermioner)	Kanonisk kvantisering Operatorfelt
Feynman		Vei-integraler $\mathcal{Z} = \int \mathcal{D}\left(\begin{smallmatrix}alle\\veier\end{smallmatrix}\right) e^{iS}$	Funksjonal-integraler $\mathcal{Z} = \int \mathcal{D}\left(\begin{smallmatrix}alle\\felt\end{smallmatrix}\right) e^{iS}$

*CERN-TH
CH-1211 Genève 23, Sveits.

men de anvendes nå på utstrakte objekter i stedet for punkter.

Hvorfor strenger i stedet for en annen type objekt? Bortsett fra den observasjon som vi allerede har gjort ovenfor, at punktbaserte teorier har feilet fullstendig med kvantegravitasjon, så er det idag ikke mulig å besvare dette ved å henvise til et annet og mer «basalt» prinsipp. Det er for eksempel feil å tenke på strengen som bygget opp av partikler. Fra et formelt logisk standpunkt er dette helt i orden: vi kan velge våre basispostulater helt fritt, postulater som innenfor *denne* teorien ikke kan reduseres videre. Men dette etterlater likevel en ubehagelig følelse av vilkårlighet. Vi var mer fornøyd med partikler fordi de er av lavere dimensjon og virker mer «fundamentale».

En vei ut av dette følelsesmessige dilemmaet, og det er viktig å kvitte seg med det slik at vår intuisjon og motivasjon ikke blokkeres, er å minne om at *partikkelbegrepet* egentlig kun er en fossil fra Newtons dager. Det er en nyttig approksimasjon i mange sammenhenger, men fra en opplyst kvantefeltteoretikers synspunkt kun en nyttig metafor. Strengt tatt er det nå bare et formelt navn på noen symboler som vi mater inn i den lange algoritmen som er avbildet i Tabell 1, fra den klassiske virkningen via første- og annen-kvantisering til det endelige produkt: operatorfeltet eller funksjonalintegralet, hvor partikkelbegrepet er så godt som fordampet. I streng programmet bruker vi hele denne maskinen uforandret, men vi mater den med «strenger» istedet for «partikler».

Det er faktisk en naturlig grunn til å velge strengen framfor andre utstrakte objekter. Fysikken har hittil gått framover (forenet flere fenomener) ved å identifisere større og større *symmetrigrupper*. Lorentz-invarians, gaugesymmetrier, supersymmetri og supergravitasjon er de viktigste. For et utstrakt legeme er symmetriene til «verdenskroppen» som skjæres ut av tid-rommet når legemet propagerer av avgjørende betydning. Kun på et verdens *flak* (altså i *to* dimensjoner) er denne *reparametriseringsgruppen* uendelig-dimensjonal.

Etter at vi nå forhåpentligvis har fjernet en del naturlig motstand mot å knuse vårt gamle verdensbilde er vi klar til å beskrive den nye teorien. Det er to radikalt forskjellige måter å gjøre det på, avhengig av hvor drastisk man er villig til å revurdere *tid-rommets* rolle i den fysiske beskrivelse av verden.

I den eldste og mest konservative angrepsmåten betrakter man strengen som propagerende i et ytre flatt d-dimensjonalt tid-rom. Vi kaller dette *det ytre bildet*. Det har den fordelen at teorien er meget lett å formulere og vi kan raskt avlede viktige resultater som f.eks. *den kritiske dimensjonen* i neste avsnitt.

Dessverre ser det ut til å være meget vanskelig å opprettholde manifest Lorentz-invarians når man kvantiserer strengen i denne formalismen. Hva som er enda verre er at vi nå er spikret fast til vårt spesielle valg av (flatt) bakgrunnsrom, som er bygget inn i formalismens grunnvoll. Dette er meget lite tilfredstillende da vi egentlig ønsker å *avlede* tid-rommets fasong fra strengdynamikken.

Bemerkelsesverdig nok tillater strengen en helt annen formulering hvor tid-rommet som fysikkens skueplass er så godt som borte. Dette er *det indre bildet* som vi skal beskrive nedenfor. Der betrakter vi tid-rommets koordinater som *felter* koblet til det 2-dimensjonale verdensflaket til strengen hvor all dynamikk utspilles. I tillegg kan man med dette utgangspunktet finne en meget vakker *kovariant* formulering. Dette er, som alle relativister vet, av enorm praktisk (dvs. beregningsmessig) betydning.

Siden vi pr. idag ikke har noen vellykket annen-kvantisering av strengen (siste kolonne i Tabell 1), hvilket i prinsippet ville bety at man kunne regne ut teoriens sanne grunntilstand (inklusive tid-rommets fasong), så må vi nøye oss med mer heuristiske argumenter for å konfrontere strengteorier med virkeligheten (fenomenologi).

YTRE BILDE – Ikke-kovariante strenger

ÅPEN STRENG

Vi betrakter nå en fri åpen streng som vist i fig. 1, hvor σ og τ er indre koordinater som parametriserer et punkt på verdensflaket, og $X^\mu(\sigma,\tau)$ (μ=1,2,...,d) er dette punktets posisjon i det ytre flate d-dimensjonale tid-rommet hvor strengen bor. Vi kan tenke på τ som tiden.

Vår første oppgave i implementeringen av den foran beskrevne filosofi, er i følge Tabell 1 å velge en klassisk relativistisk virkning for en fri streng. Vi husker at den analoge størrelsen for en relativistisk partikkel rett og slett er *lengden* til verdenslinjen som partikkelen følger. Vi velger derfor *arealet* til verdensflaket som den naturlige streng-virkningen.[1] Den eneste dimensjonerte størrelsen i problemet er snordraget T. Den opptrer bare som en multiplikativ konstant i virkningen, men det er viktig å merke seg at verdien av T nødvendigvis bestemmer energiområdet hvor strengen er relevant. Historisk sett dukket strengen opp som en hadronisk teori hvor $T^{1/2}$ måtte være på størrelse med protonmassen (1 GeV). Som vi snart skal se er denne hadronmodellen uholdbar.

Hvis strenger derimot skal forklare alt, ikke bare hadroner, så er det kun én naturlig verdi på T. Det er Planckmassen

$$M_{PL} = \sqrt{\frac{\hbar c}{G}} \approx$$

$$10^{19} GeV \approx 10^{-5} gram, \qquad (1)$$

som er den eneste kombinasjon av de fundamentale fysiske konstantene c (lyshastigheten), h (Plancks konstant) og G (Newtons konstant) som har dimensjon masse. Her velger vi alltid

$$T = \frac{M_{PL}^2}{2\pi}$$

og måler alt relativt til den fundamentale enhet $M_{PL} = 1$.

Relasjonen (1) avslører fysikkens mest fundamentale problem: hvorfor er

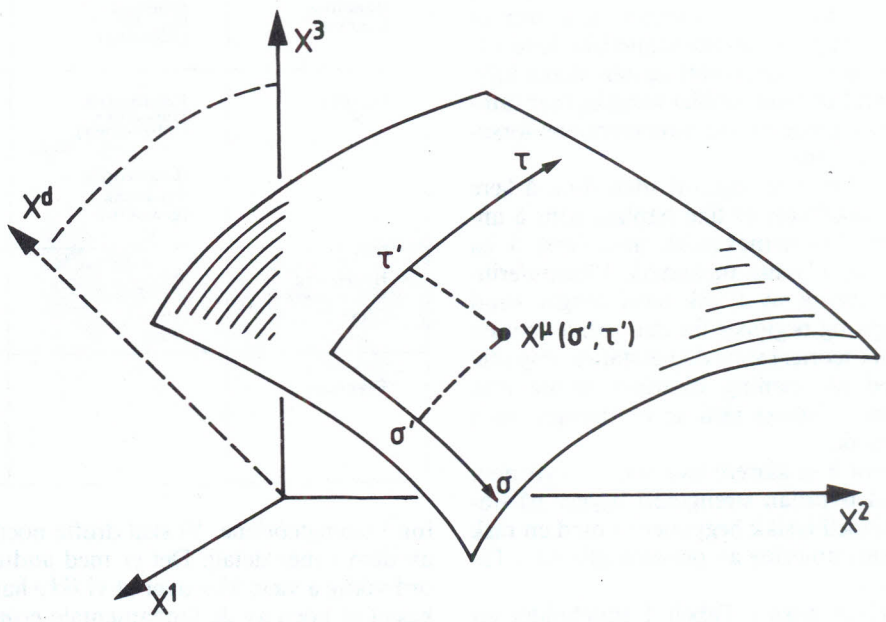


Fig.1. Verdensflaket til en åpen streng som beveger seg i et ytre d-dimensjonalt tid-rom.

elementærpartiklene så lette, eller alternativt, hvorfor er gravitasjonskraften så svak? Alle våre teorier om materien og gravitasjon er basert på erfaringer om prosesser med energi opp til ca. 1 GeV, som er astronomisk forskjellig fra den naturlige gitt ved (1). For å unifisere disse teoriene må vi altså ekstrapolere over *nitten* størrelsesordener. All erfaring viser at hver gang vi undersøker naturen på nye nivåer bør vi forvente radikale avvik fra tidligere erfaringer (jmf. med kvantemekanikk eller relativitetsteori). Strengene er radikale, men er de radikale nok? Resultatene i neste avsnitt er oppmuntrende i så måte.

Vi skal nå diskutere spekteret av mulige svingetilstander på denne strengen. (Dette avsnittet følger referansene (2) og (3).) Hver mode representerer en partikkel hvis masse er gitt ved svingefrekvensen ($\omega_n \approx n$) på vanlig relativistisk vis ($mc^2 = E \approx \omega_n$). Vi kan tenke på hver svingemode som en harmonisk oscillator. Det er velkjent at grunntilstanden til en kvantemekanisk oscillator ikke har null energi. Vakuumfluktuasjonene til hver mode n bidrar med n/2 til den totale vakuumenergien til strengen:

$$C = (d-2)\sum_{n=1}^{\infty}\frac{n}{2}. \qquad (2)$$

Prefaktoren (d-2) må med fordi strengen har (d-2) fysiske frihetsgrader, på samme måte som et foton i fire dimensjoner kun har to frihetsgrader. Summen (2) er opplagt divergent, men slike divergenser er vi vant til i kvantemekanikken. De er ikke av den fatale typen som ødelegger f.eks. kvantegravitasjonsteorier, men skyldes ubetydelige svakheter i formalismen. Det er prisen vi må betale for denne usedvanlig enkle formuleringen. Såfremt vi nå supplerer vår kvantiseringsprosedyre (som vi ikke har diskutert eksplisitt her) med en rimelig og entydig *definisjon* av verdien av denne summen, så vil ingen inkonsistenser dukke opp og teoriens predikasjonsevne er usvekket. Det er mange måter å gjøre dette på, hvorav den enkleste som oftest er *analytisk regularisering*. Vi proklamerer at hva vi *egentlig* mener med dette uttrykket er verdien av den analytiske funksjon hvis rekkeutvikling formelt ligner vår sum. I dette tilfellet er det Riemanns zeta-funksjon som for tilstrekkelig stort argument s er gitt ved:

$$\zeta_R(s) = \sum_{n=1}^{\infty} n^{-s}, \quad (|s| > 1) \qquad (3)$$

slik at

$$C = \tfrac{d-2}{2}\zeta_R(-1) =$$

$$-\tfrac{d-2}{24} < 0 \quad (for\ d > 2). \qquad (4)$$

Verdien $\zeta_R(-1) = -1/12$ finnes ved å analytisk kontinuere definisjonen (3) til alle s unntatt s=1, som er eneste pol i $\zeta_R(s)$.

C er den laveste energien (massen) til noen strengtilstand. Siden grunntilstanden er spinnløs og massen C er negativ (for d>2), så representerer denne moden et *tachyon*. Det er et alvorlig problem med den bosoniske strengen som vi må kurere om litt ved å innføre fermioner. De eksiterte streng-modene representerer en uendelig rekke av stadig mer massive partikler. Hvis vi tenker på strenger som harmoniske oscillatorer, er det naturlig at stor energi (masse) svarer til stort spinn, og det viser seg at massen (m_n^2) er proporsjonal med spinnet (S_n) til moden. Totalt har vi da masseformelen:

$$m_n^2 = C + S_n \quad , \qquad (5)$$

som beskriver det berømte *Regge-sporet* vist i fig. 2.

Det var det faktum at hadronene ligger på slike spor som historisk sett førte til oppfinnelsen av strengmodellen. Det ser dog ikke ut til å være mulig å leve med et tachyon i hadronspekteret, og denne ideen er forlatt til fordel for den meget vellykkede kvarkmodellen.

Siden strengen kun har d-2 fysiske frihetsgrader følger det at den første eksiterte tilstanden er en *masseløs* spinn-1 partikkel, dvs. et «foton» i d dimensjoner:

$$m_1^2 = C + 1 = 0. \qquad (6)$$

Setter vi her inn C-verdien som vi regnet ut i (4), så har vi det sjokkerende resultat at

$$d = 26. \qquad (7)$$

I utledningen av dette resultatet har vi benyttet både kvantemekanikk, for å finne spekteret og vakuumenergien, og Lorentz-invarians, som knytter antall frihetsgrader til spinnet av en mode. Ligning (7) sier at disse prinsippene er så vanskelige å tilfredsstille samtidig for en streng at det kun er mulig i 26 dimensjoner. Eksistensen av slike *kritiske dimensjoner* er kanskje strengens merkeligste egenskap.

ANDRE STRENGER

Vi har bare plass til å raskt oppsummere noen andre strengegenskaper som kan utnyttes til å lage en brukbar unifisert modell av all (kjent) fysikk.[1]

Først: hvor kommer gravitasjon inn i dette bildet? Vi har allerede sett (fig. 2) at det ikke er noen mode på den åpne strengen som svarer til gravitonet (masseløs spinn-2 partikkel), bæreren av gravitasjonskraften. Men hvis analysen fra forrige avsnitt gjentas for den *lukkede* strengen, så oppdager vi at den første eksiterte tilstanden igjen er masseløs, men denne gangen har spinn-2. Dette kommer av at vi nå har en dobling av antall oscillatorer, svarende til de høyre- og venstre-propagerende modene som er tillatt av topologien til en lukket

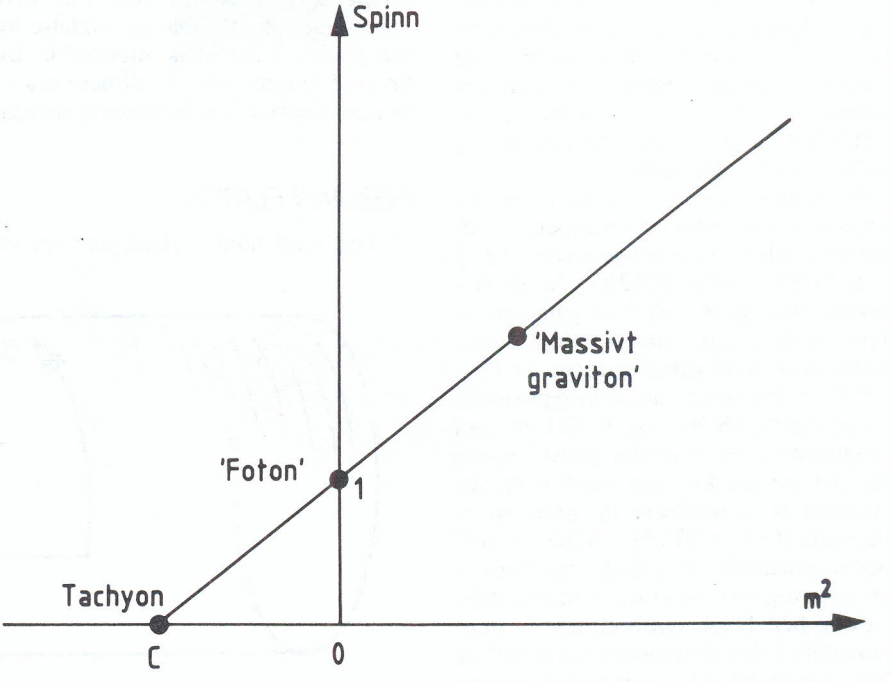


Fig.2. Regge-sporet til en åpen bosonisk streng.

streng. Den kritiske dimensjonen er igjen 26. Videre viser det seg at denne moden gir opphav til nettopp Einstein-gravitasjon i lavenergigrensen hvor de massive modene på strengen kan ignoreres. Dette er svært oppmuntrende og en teori som inneholder lukkede strenger kan derfor muligens unifisere gravitasjon med de andre kreftene.

Det klassiske skillet mellom *krefter* og *materie* avspeiler seg i elementærpartikkelfysikken ved skillet mellom de partikler som har heltallig spinn («kraftbærere» som fotoner, gluoner og gravitoner), og de som har halvtallig spinn («materie-partikler» som elektroner, muoner, tauoner og kvarker). De kalles henholdsvis *bosoner* og *fermioner*.

Hittil har vi bare diskutert bosoniske strenger, hvis moder kun kan representere bosoner. Innføringen av fermioner er for teknisk til å gjennomgås her, men resultatet er den såkalte «superstrengen» som har kritisk dimensjon 10 i stedet for 26. Superstrengens viktigste egenskap er at den ikke har tachyoner i spekteret. Dette er mulig fordi fermioniske oscillatorer også bidrar til vakuumenergien, men med *motsatt* fortegn fra bosoner. Hvis vi derfor passer på at fermionene nøyaktig balanserer bosonene, har vi en konsistent streng. Dette kan oppnås ved hjelp av en ny type symmetri som blander fermioner og bosoner, såkalt *supersymmetri*. Legg merke til at i strengteori er det ikke bare *ønskelig* å introdusere fermioner (siden materie eksisterer), men det *kreves* for å kunne opprettholde relativistisk invarians etter kvantisering. Dette er et stort skritt framover i unifiserings-programmet, men dessverre ikke tilstrekkelig.

For å kunne oppnå en realistisk teori som inkorporerer alle elementærpartiklene, må vi også kunne reprodusere de observerte *gauge-symmetriene* («indre» symmetrier), dvs. 1-2-3 modellen (U(1) × SU(2) × SU(3)) av de elektrosvake og sterke vekselvirkningene.

På samme måte som kvantisering tvang den ytre symmetrigruppen til tidrommet (dvs. Lorentz-gruppen) til å være SO(9,1) (eller SO(25,1) for de bosoniske strengene), så kan gauge-invarians (nesten) bare opprettholdes kvantemekanisk hvis gauge-gruppen er $E_8 \times E_8$.[4] E_8 er den største av de eksepsjonelle Lie-gruppene (SO(n) og SU(n) er også Lie-grupper), og er derfor ganske spesiell. Det er kanskje den mest naturlige kandidat til å unifisere de indre symmetriene (U(1) × SU(2) × SU(3) er heldigvis inneholdt i E_8), så det var bemerkelsesverdig og velkomment at den dukket opp her. Disse symmetriene er implementert i den *heterotiske strengen*[5] og dens tilsynelatende entydighet gjorde den øyeblikkelig til en bestselger. Men også denne strengen er kun konsistent i 10 dimensjoner. Det er foruroligende og kan vise seg å være strengens Akilleshæl.

Som vi snart skal se er det lett å kvitte seg med de seks ekstra dimensjonene. Problemet er at det er *for* lett. Vi har idag et utall av måter å «kompaktifisere» heterotiske og andre strenger til fire dimensjoner. Alle ser ut til å være matematisk konsistente men noen av dem er så bisarre at det er vanskelig å opprettholde bildet av en streng i 10 fysiske tid-roms dimensjoner. Kanskje er det bedre å betrakte «kompaktifisering» som en matematisk algoritme for å generere nye strenger i fire dimensjoner (eller en annen dimensjon mindre enn 26). Det kan også hende at alle strengteorier kun er forskjellige manifestasjoner av den 26-dimensjonale bosoniske strengen. Dette ser ut til å være eneste måte å opprettholde «strengens entydighet».

INDRE BILDE – Kovariante strenger

Moderne strengteori ble oppfunnet av Polyakov[6] som har foreslått en *geometrisk* måte å kvantisere strenger på, hvor relativistisk invarians også er eksplisitt. De viktigste begrepene i hans teori er *Riemann-flater* og *konforme symmetrier*. De spiller samme rolle for strenger som Feynman-diagrammer og gauge-symmetrier har for partikkelfysikk, men er langt mer geometriske. Det er bra siden vi ønsker å bevege oss i retning av generell relativitetsteori, hvor alt er geometri. Noen fullt utviklet «kvantegeometri» (kvantegravitasjonsteori) har vi ennå ikke, men dette er et interessant forsøk. Overraskende nok har denne strengteoriens viktigste anvendelse foreløpig vært i statistisk mekanikk, hvor kritiske fenomener i to dimensjoner nå er klassifisert v.h.a. Polyakovs metoder.

RIEMANN-FLATER

Vi begynner med å ytterligere «geometrisere» strengvirkningen ved å innføre den *indre metrikken på verdensflaket som en dynamisk variabel*. Dette *feltet* $g_{\alpha\beta}(\sigma,\tau)$ kobler vi så til de ytre koordinatene X^μ, *som vi nå velger å betrakte som d masseløse skalarfelt på verdensflaket*. Poenget med denne virkningen (S) er at den har et stort antall *symmetrier*. Ikke bare er den Lorentz- og reparametriserings-invariant, den er også uforandret under lokale skaleringstransformasjoner eller *konforme transformasjoner* av den indre metrikken:

$$g_{\alpha\beta}(\sigma,\tau) \longrightarrow \Lambda(\sigma,\tau)g_{\alpha\beta}(\sigma,\tau), \qquad (8)$$

hvor f er en vilkårlig funksjon av σ og τ.

Den enkleste og mest elegante måten å kvantisere teorier med mange symmetrier på, er å bruke *vei-integraler*, i vårt tilfelle:

$$Z = \int DgDX e^{iS[g,X]}. \qquad (9)$$

Her angir *D*g og *D*X integrasjon over *alle fysisk forskjellige konfigurasjoner av feltene g og X*. Siden g er metrikken på verdensflaket, kan vi tenke på *Z* som summen av alle mulige flater som strengene kan sveipe ut, hvor hver flate er veiet med en faktor exp(iS[g,X]). Det største bidraget kommer når integranden oscillerer minst. Det er når S er minst, dvs. når de klassiske feltlignigene er tilfredsstilt (minste virknings prinsipp). De andre sub-dominante bidragene til den *genererende funksjonal Z* er kvantekorreksjonene til det klassiske bidraget. *Z* er formelt ekvivalent med *partisjons-funksjonen* i statistisk mekanikk, og spiller samme fundamentale rolle. Den inneholder all informasjon om systemet og det eksisterer en veldefinert prosedyre som kalles «perturbasjonsutvikling» for å hente ut denne informasjonen bit for bit.

For å se hvordan dette foregår i strengteori betrakter vi nå en fri lukket streng som avbildet i fig. 3.

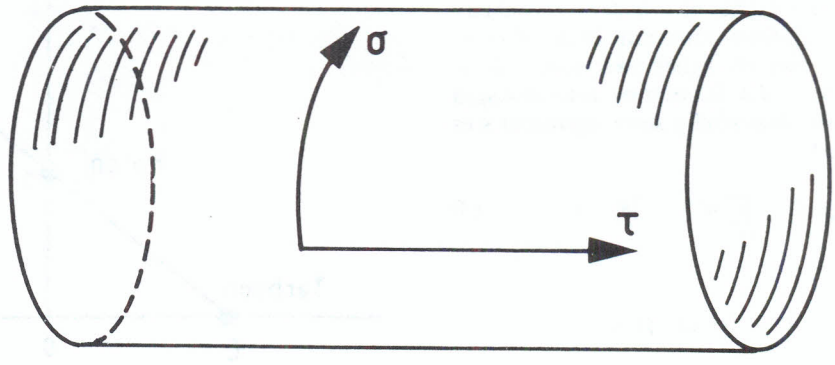


Fig.3. Verdensflaket til en lukket streng, hvor τ er tiden og σ er posisjonen på strengen.

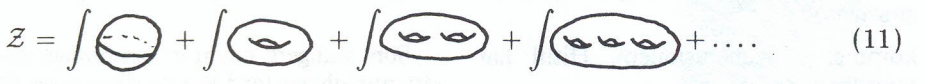
Det er nå meget nyttig å velge et nytt sett med indre *komplekse* koordinater:

$$z = e^{\tau + i\sigma} \qquad (10)$$

og dens kompleks konjugerte z*. Dette avbilder sylinderen i fig. 3 på det komplekse planet. Dette er utgangspunktet for *konform feltteori* (neste avsnitt) som er intimt knyttet til Polyakovs metode. Det komplekse planet er igjen ekvivalent med en kule, og det *klassiske* bidraget til Z finnes derfor ved å integrere over alle ikke-ekvivalente kule-metrikker!

I dette rendyrket geometriske bildet svarer kvantekorreksjonene til små strengløkker som snøres av fra den klassiske kula, lever en liten stund som tillatt av Heisenbergs usikkerhetsrelasjon, og så smetter tilbake til kula før de blir savnet. I det enkleste tilfellet (1-løkke bidraget) er det resulterende verdensflaket en kule med en liten hank. Dette er topologisk det samme som en torus (smultring), og ved igjen å utnytte den konforme invariansen velger vi å representere den nettopp med den flate torusen avbildet i fig. 4.

Vi har altså følgende vakre bilde av perturbasjons-utviklingen av vei-integralet til en lukket streng: Det g'te bidraget finnes ved å integrere over alle forskjellige metrikker på en smultring med g hull. Symbolsk:



$$\mathcal{Z} = \int + \int + \int + \int + \ldots \qquad (11)$$

Disse 2-dimensjonale flatene kalles *Riemann-flater* og de har vært ivrig studert siden Abels tid. De er analoge til Feynman-diagrammer, men kommer ikke til sin fulle rett før vi utnytter teoriens lokale skaleringssymmetrier.

KONFORM FELTTEORI I TO DIMENSJONER

Resultatet i forrige avsnitt var at vi kan betrakte koordinatene til en streng som d frie skalarfelter X^μ (z,z*) som bor på en Riemann-flate. Strengen kan derfor til hver orden i perturbasjonsteori, definert som antall hull i Riemann-flaten, representeres ved en *2-dimensjonal konformt invariant skalar feltteori*. Slike feltteorier viser seg å ha enestående egenskaper. Kravet om konform invarians (sammen med unitaritet) er så sterkt i to dimensjoner at bare noen få essensielt forskjellige teorier eksisterer. De kan klassifiseres entydig med ett tall (c) som kan beregnes *algebraisk*.[7,8]

For å se hvordan dette foregår trenger vi faktisk bare gamle og velkjente metoder fra klassisk mekanikk og kvantemekanikk. Ved f.eks. å studere translasjoner i tid og rom er det lett å regne ut energi-impuls tensoren som viser seg å ha kun to komponenter: en analytisk del (avhenger ikke av z*) og en anti-analytisk del (avhenger ikke av z). Fordi disse funksjonene er analytiske kan de rekkeutvikles, og det er koeffisientene $\hat{L}_n$ i denne utviklingen som genererer alle konforme transformasjoner. Disse såkalte *Virasoro-operatorene* ($\hat{L}_0$, $\hat{L}_{+n}$, $\hat{L}_{-n}$ (n=1,2,...)) er helt analoge til spinnoperatorene (rotasjonsoperatorene) ($\hat{J}_z$, $\hat{J}_+$, $\hat{J}_-$) som vi kjenner fra kvantemekanikken. På samme måte som *algebraen* (kommutatoren) til $\hat{J}$'ene bestemmer de tillatte spinntilstandene, *bestemmer algebraen til* $\hat{L}$*'ene de tillatte feltteoriene i to dimensjoner.* Både $\hat{J}_i$ og $\hat{L}_n$ genererer symmetrier, men siden det er uendelig mange konforme transformasjoner er konsekvensene desto sterkere. Vi tar med kommutatoren til $\hat{L}$'ene fordi den *entydig* identifiserer den underliggende feltteorien:

$$[\hat{L}_n, \hat{L}_m] = (n-m)\hat{L}_{n+m} + \frac{c}{12} n(n^2-1)\delta_{n,-m}. \qquad (12)$$

Verdien av konstanten c, som kalles «sentralladningen», avhenger kun av egenskaper til feltene som inngår i konstruksjonen (via energi-impuls tensoren) av $\hat{L}$'ene. Med andre ord: så snart c er kjent vet vi allerede mye om teorien. Den viktigste fysiske informasjonen er inneholdt i egenverdiene Δ til $\hat{L}_0$, på samme måte som egenverdiene til $\hat{J}_z$ forteller oss hvilke rotasjonstilstander som er tillatt i kvantemekanikken. Det kan vises at hvis c < 1, så er c kvantisert til

$$c = 1 - \frac{6}{m(m+1)} \qquad (m = 3,4,5,\ldots), \qquad (13)$$

og alle mulige egenverdier er av typen

$$\Delta_{pq} = \frac{[(m+1)p - mq]^2 - 1}{4m(m+1)} \qquad \begin{pmatrix} 1 \le p \le m-1 \\ 1 \le q \le p \end{pmatrix} \qquad (14)$$

hvor p og q er hele tall.

Siden 2-dimensjonale systemer i statistisk mekanikk svært ofte har lokal skaleringsinvarians nær det kritiske punkt, og det viser seg at de kan approksimeres (i kontinuum grensen) av konforme feltteorier som har c<1, så har resultatene (13) og (14) store konsekvenser.

Ikke bare kan de fleste statistiske systemer ordnes i klasser avhengig av hvilken (diskret) c-verdi de har, egenverdiene Δ_{pq} til $\hat{L}_0$ er de *kritiske eksponentene* til systemet!

Dette forklarer både den observerte universalitet i kritiske fenomener, og hvorfor de kritiske eksponentene alltid er rasjonale.

For eksempel svarer c = ½ (m=3) til Ising-modellen som Onsager allerede i 1944 oppdaget kunne beskrives som en fri feltteori for fermioner nær det kritiske punktet. Mikroskopiske modeller er også funnet for alle andre c-verdier.

Resultater helt analoge til (13) og (14) fins for supersymmetriske konforme feltteorier. Den enkleste klassen har da c = 7/10 som svarer til den tri-kritiske Ising-modellen. Helium adsorbert på krypton på grafitt er antagelig en konkret realisering av denne modellen, hvilket i så fall er første gang supersymmetri er funnet i naturen.

Dessverre har ikke de konforme feltteoriene som beskriver strenger c-verdier gitt ved (13), så (14) er ikke av opplagt interesse for strenger. Men konforme feltteorier kan benyttes til å beregne *alle* korrelasjonsfunksjoner (Greens-funksjoner) i teorien, i prinsippet til alle ordener i perturbasjonsutviklingen. Det er alt man kan forlange av en første-kvantisert formulering.

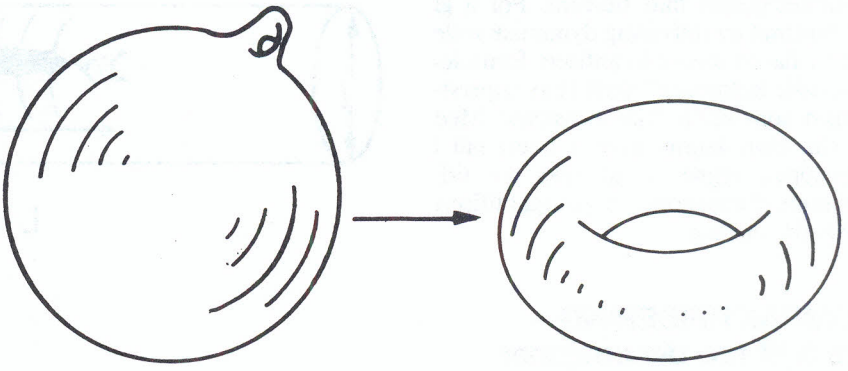


Fig.4. Integrasjonsområde for 1-løkke bidraget til Polyakovs vei-integral for den lukkede strengen.

Alt det foregående har vært i et gitt 10-dimensjonalt flatt tid-rom. For å gi tid-rommet en fullverdig dynamisk rolle må vi ha en annen-kvantisert formulering (siste kolonne i Tabell 1) av superstrengen som ennå ikke eksisterer. Med en slik teori kunne man, i hvert fall i prinsippet, regne ut at seks av tid-rommets dimensjoner er kompaktifisert mens fire er flate.

KOMPAKTIFISERING – Fra ti til fire dimensjoner

Vi har sett at strenger kun er konsistente i ti dimensjoner, tilsynelatende i strid med det faktum at vi bare opplever fire (tid+rom). For å løse dette problemet benytter vi den gamle *Kaluza-Klein mekanismen*. Den illustreres best med et eksempel i et lavere antall dimensjoner. Et langt og tynt lite kryp som lever på overflaten av en sylinder med diameter l som vist i fig. 5, vil oppleve sin verden som 1-dimensjonal hvis L>>l.

På samme måte ville *vi* ikke ha erfart noen ekstra dimensjoner så fremt de er *kompakte* (dvs. krøllet opp, som sirkeldimensjonen på fig. 5) og vi er svært mye større enn dem.

Dessverre kan vi idag ikke *bevise* at superstrengen forlanger at tid-rommet er $M^4 \times K^6$, hvor M^4 er det observerte tid-rommet og K^6 er et meget lite kompakt rom, men vi kan stille et mye enklere spørsmål: *tillater* strengen slike løsninger?

Svaret ser ut til å være ja. Hvis vi krever at K^6 skal være glatt (dvs. uten krumnings-singulariteter) er de eneste kjente løsninger såkalte *Calabi-Yau-rom*.[9] Dette er 6-dimensjonale *komplekse* rom, hvilket er utrolig heldig fordi i algebraisk geometri betyr «kompleks» at alt blir enkelt. Dvs., *topologien* til disse rommene er meget enkel, mens geometrien vet man faktisk lite om fordi de ikke har noen symmetrier. Dette er ikke så ille som det høres ut, da det viser seg at egenskapene til partiklene som vi observerer ved våre lave energier er bestemt nettopp av topologien og ikke av geometrien til disse rommene. Det viktigste resultatet av denne typen er at *antall partikkelgenerasjoner i fire dimensjoner er halvparten av Euler-tallet til Calabi-Yau-rommet.*

I to dimensjoner er «Euler-tallet» gitt ved antall hull i flaten. I andre dimensjoner er det ikke fullt så enkelt, men Euler-tallet er alltid den viktigste topologiske størrelsen til et rom. Mer raffinerte topologiske tall («skjæringstall») bestemmer koblingskonstantene, som igjen avgjør styrken på de forskjellige «kreftene» vi opplever.

Det er et grunnleggende faktum fra høyenergifysikk at elementærpartiklene

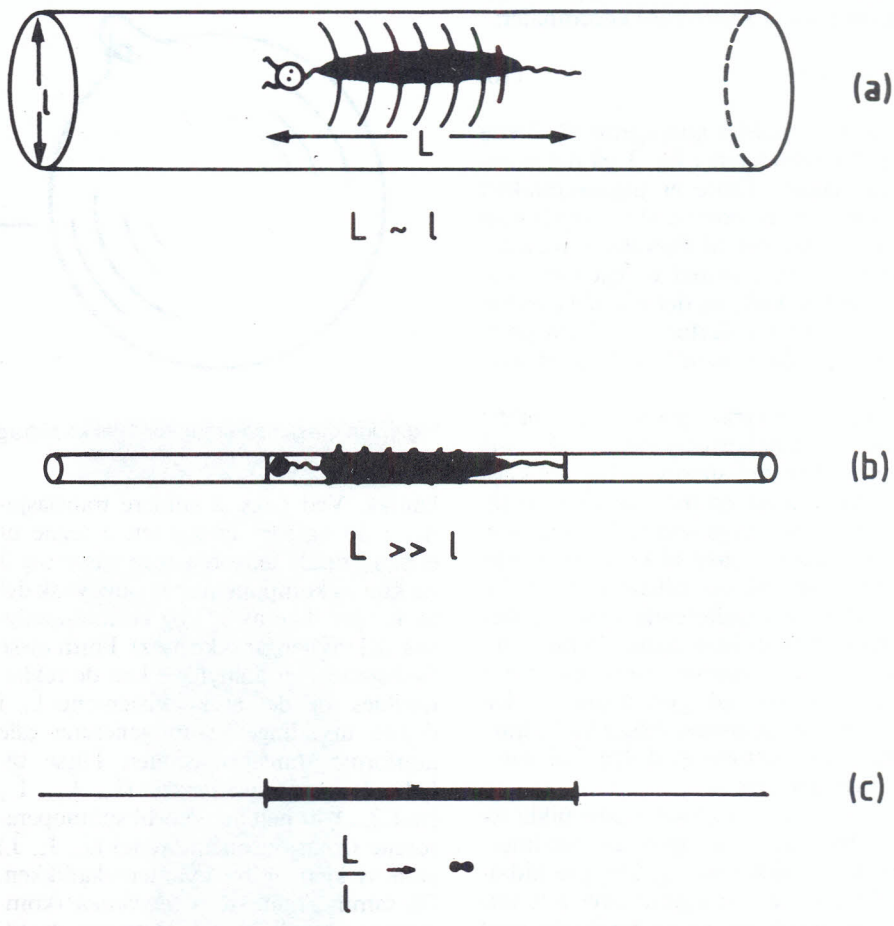


Fig.5. Et lite kryp som lever på en sylinder $R^1 \times S^1$ opplever sin verden som 1-dimensjonal hvis den oppkrøllede dimensjonen (sirkelen) er meget liten sammenlignet med krypets utstrekning.

kommer i «generasjoner». Hittil har man tre slike:

$$\begin{pmatrix} elektron \\ \nu_e \\ u \\ d \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} muon \\ \nu_\mu \\ c \\ s \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} tauon \\ \nu_\tau \\ ?(t)? \\ b \end{pmatrix}.$$

Her betyr ν nøytrino og u, d, c, s og b er de fem kvarktypene man hittil har funnet.

Elektronet, muonet og tauonet er på alle måter *samme partikkel*, bortsett fra at de har litt forskjellig masse. Før strengteorien var det et stort mysterium hvorfor naturen fråtser med tre kopier av hver partikkel. Selv om vi fremdeles ikke kan forutsi det riktige antall generasjoner, så har vi nå for første gang en *mekanisme* til rådighet. Og det er meget tilfredsstillende at vi har redusert mange fysiske spørsmål til *ett* matematisk problem: hvilken topologi velger strengen på det kompakte rommet?

Vi bør altså være på utkikk etter Calabi-Yau-rom med Euler-tall seks. Det har vist seg at slike er meget vanskelig å finne. Etter at tusenvis av Calabi-Yau-rom er konstruert med regnemaskin, er fortsatt bare noe få med Euler-tall seks kjent.

Som tidligere nevnt er det mange andre muligheter for å knytte strengteori til fenomenologi. De dukker opp hvis man tillater at K^6 har singulariteter. Men pr. idag er det ingen kompaktifisering som gir en realistisk modell i fire dimensjoner.

Oppsummering

Vi har forsøkt å begrunne studiet av strenger ved å vise at de på mange måter er en naturlig utvikling av gamle og meget vellykkede idéer.

Som vanlig er all informasjon om teorien kodet inn i virkningen, som har en naturlig geometrisk tolkning som arealet til strengens verdensflak. Når de fundamentale kravene om invarians under ytre og indre symmetrier samt kvantisering implementeres på vanlig måte i den enkleste konsistente strengen, finner vi det høyst usedvanlige resultat at alle symmetriene er bestemt, og derfor også tid-rommets dimensjon (som er gitt når Lorentz-gruppen er bestemt). Vi tvinges derfor til å konkludere at universet er 10-dimensjonalt. Seks av de romlige dimensjonene må være så sammenkrøllet at vi aldri kan oppleve dem direkte,

men de bestemmer likevel innholdet av det vi opplever som «naturlover».

Det har vist seg å være svært vanskelig å få noe mer konkret ut av strengene, og hittil har de ingen direkte kontakt med partikkelfenomenologi. Det er kanskje ikke så rart når man tar ambisjonsnivået i betraktning. Strengenes styrke er at de ser ut til å gi oss endelige, konsistente kvanteteorier som inneholder gravitasjon. Deres største svakhet er imidlertid at de gir oss så mange mulige teorier at vi mister all predikasjonsevne.

Vi er kommet til bunnen av kolonne tre i Tabell 1, og mye gjenstår ennå å gjøre. Vi må utvikle en annen-kvantisert strengteori før vi kan få kontakt med virkeligheten. Dette programmet er også en enorm matematisk utfordring som har brakt fysikere og matematikere nærmere hverandre enn de har vært siden kvantemekanikkens tilblivelse.

Referanser

1. J.H.Schwartz, «Superstring Theory», Phys.Rep. 89 (1982).
2. L.Brink, «Superstrings», forelesninger gitt ved «NATO Advanced Study Institute», Bonn, 20-31 august, 1984.
3. L.Brink og H.B.Nielsen, Phys.Lett. **45B**, 332 (1973).
4. M.B.Green og J.H.Schwartz, Phys. Lett. **149B,** 117 (1984).
5. D.Gross, J.Harvey, E.Martinec og R.Rohm, Nucl.Phys. **256,** 253 (1985).
6. A.M.Polyakov, ZhETF Lett. **12**, 538 (1970).
   ibid, ZhETF **66**, 23 (1974).
   ibid, Phys.Lett. **103B**, 207,211 (1981).
7. A.A.Belavin, A.M.Polyakov og A.B. Zamolodchikov, Nucl.Phys. **B241**, (1984).
8. D.Friedan, Z.Qui og S.Shenker, Phys. Rev.Lett. **52**, 1575 (1984).
9. P.Candelas, G.Horowitz, A.Strominger og E.Witten, Nucl.Phys. **B258**, 46 (1985).

∞

Trim iFFV

FFVT-1/88

I et meget stort stykke netting med sekskantede hull har hver enkelt av de seks trådstykkene rundt et hull en elektrisk motstand 1 Ohm, isolert sett. Det er klart at motstanden R mellom to naboknutepunkter i nettingen må være mindre enn 1 Ohm. Hvor liten?

Dersom nettingen har et brudd i den direkte forbindelsen mellom to naboknutepunkt, hva er da motstanden mellom disse to knutepunktene?

Løsning FFVT-2/87

Det er varmeledningslikningen

$$dT/dt=k\nabla^2T,$$

som bestemmer temperaturøkningen inne i eggene. Ved å skalere opp alle lengder med en faktor f og tida med en faktor f^2 blir varmeledningslikningen uendret. Under forutsetning av at varmeledningsevnen i begge typer egg er den samme vil derfor koketida øke som kvadratet av den lineære utstrekning. Strutseegget er omlag 3 ganger så langt som et hønseegg (tilsvarer ca. 27 ganger så tungt). Altså koker professor Egghead sine strutseegg i omlag 45 minutter.

∞

Bokomtaler

Anton Z. Capri: «Nonrelativistic Quantum Mechanics», The Benjamin/Cummings Publishing Company, 1985, 650 Maskinskrevne sider.

Denne læreboka tar ifølge forfatteren sikte på å dekke kurs i ikke-relativistisk kvantemekanikk på flere nivå: Både én- og to-semesters begynnerkurs og et halvårig kurs på graduate-nivå. Stoffet spenner derfor over et nokså bredt spektrum i vanskelighetsgrad.

De første fem kapitlene gir en tradisjonell, enkel innføring i kvantemekanikk som starter med «svart stråling», fotoeffekt m.m., og går gjennom de vanlige éndimensjonale problemstillingene som f.eks. partikkel i boks, firkantbrønn og harmonisk oscillator.

Forfatteren tar deretter nokså raskt fatt på det som nok er den vesentligste hensikten med denne boka: Å gi en forholdsvis grundig innføring i kvantemekanisk teknikk og formalisme. Etter diskusjon av interpretasjonen og det matematiske grunnlaget, bl.a. Hilbert-rommet, behandles en rekke standardproblemer med algebraisk teknikk: Harmonisk oscillator, rotator, spinn m.m.. Deretter følger et kapittel om hydrogenatomet og andre sentralfelt-problemer.

Neste kapittel tar for seg transformasjonsteori, med bl.a. en diskusjon av Schrødinger-, Heisenberg- og vekselvirknings-bildene. Deretter følger en grundig diskusjon av perturbasjonsteori, både tidsuavhengig og -avhengig, for systemer med og uten degenerasjon. Andre approksimasjonsmetoder, som Rayleigh-Ritz og WKB, diskuteres også. Et kapittel med et skjønnsomt utvalg av anvendelser inneholder bl.a. en diskusjon av kvante-Hall-effekten.

Siste del av boka inneholder tre kapitler om spredningsteori, ett om systemer av identiske partikler – der det bl.a. gis en innføring i annen-kvantisert formalisme – og til slutt et kapittel om kvantestatistikk.

Hvert kapittel inneholder referanser til sentral litteratur, samt et utvalg av gode øvingsoppgaver. Inntrykket som sitter igjen etter en gjennomlesning er at dette er en forholdsvis godt gjennomarbeidet bok med et sentralt utvalg av stoff fra et meget bredt område.

Ingjald Øverbø

∞

Stefan Pokorski: «Gauge Field Theories», Cambridge University Press (July 1987), 390 sider. Pris $ 89.50.

Det har vært gitt ut mange bøker i gauge (justér) -teorier og partikkelfysikk de siste åra. Ikke alle har egna seg som lærebøker eller for folk som vil trenge inn i detaljene.

Denne boka gir ei systematisk framstilling av gauge-felt teori med spesiell vekt på sterk vekselvirkning (QCD). Svak vekselvirkning er gitt liten plass. Boka går igjennom tema som: Kvantisering ved hjep av vegintegraler, kanonisk kvantisering er ikke behandla), renormaliseringsteori (inkludert renormaliseringsgruppa), skala-invarians, operatorprodukt ekspansjon, Ward-identiteter, Chirale anomalier og forskjellige former for symmetribrudd.

Boka er for avansert til å egne seg som første lærebok i felt-teori for cand. scient. studenter. Men jeg vil tru at dr. scient. studenter og litt mer tilårskomne fysikere som arbeider innnafor feltet vil kunne ha glede av den.

Jan Olav Eeg

∞

B. de Wit, P. Fayet and M. Grisaru (Eds.): «Supersymmetry, Supergravity, Superstrings "86», World Scientific, 1986, 565 sider, pris 61 £.

Alle konferanser og skoler innenfor teoretisk høyenergifysikk har i de siste årene vært i superverdenens tegn. Så også denne. Konferanserapporten inneholder forelesninger på introduserende

nivå om supersymmetri, supergravitasjon, superrom, superstrenger og det meste annet som er «supert». Da det er alt for få nordmenn som kan noe som helst om denne «superverden», vil nok de fleste forelesningene falle tungt som begynnerlesning. Det er heldigvis unntak. Michael Greens over hundre siders introduksjon til strenger og superstrenger er – som vanlig av ham – meget pedagogisk og leservennlig. Den er absolutt egnet for en som vil begynne å sette seg inn i strengteori fra den bare begynnelse. Forkunnskapene som er nødvendige for å ha glede av den vil jeg vurdere til å være litt generell relativitetsteori og kvantefeltteori. Innføringen er selvinneholdende med supersymmetri og den algebra som er nødvendig for å studere videre feltteorien for strenger. Den starter med den enkleste bosonske strengen og ender opp med den heterotiske superstrengen, som er den som synes å overleve. Peter West har også en bedre forelesning om gaugekovariant strengfeltteori. Denne forutsetter kjennskap til hvordan man lager kvantefeltteori med Feynmanns veiintegraler. Vekselvirkningen i strengfeltteori blir også diskutert. Strengfeltteori blir også diskutert i flere forelesninger i boken. For den som trives best med differensialgeometri gir strengteori uante utfordringer. Luis Alvarez-Gaumé har en lengre introduksjon til Riemannflater og strengteori. Etter introduksjonen går han løs på beregning av multiloop-diagrammer av lukkede strenger og snakker litt om algebraisk geometri.

Boken kan anbefales til begynnere, men det er nesten utelukkende p.g.a. Greens bidrag.

Rune A. Madsen

∞

NORSK FYSIKKRÅD

ÅRSBERETNING 1. JULI 1986 30. JUNI 1987

Norsk fysikkråds styre består av:
Halvor Hobæk, Bergen, Hans Kolbenstvedt (nestformann), Trondheim, Haakon Olsen (formann), Trondheim, Eivind Osnes, Oslo og Jan Erik Solheim, Tromsø.

Styret har hatt 4 møter:
17. september, 1986 i Oslo
4. november, 1986 i Bergen
23. januar, 1987 i Trondheim
21. april, 1987 i Tromsø.

Referater fra disse møtene er vedlagt årsberetningen, vedlegg 1-4.

Styret har i overensstemmelse med vedtak i årsmøtet 1986 behandlet følgende saker:

1. Fysikkrådets størrelse og sammensetning.
2. Fysikkrådets kontakt med de fysiske institutter, herunder rekruttering, aldersfordeling og eventuelt videreutvikling av forskningsaktiviteter.
3. Fysikkens stilling i den videregående skole.

Dessuten har styret drøftet

4. 20-grupper i fysikk ved universiteter og høgskoler.

1. *Fysikkrådets størrelse og sammensetning.*

Styret legger frem et forslag til vedtektsendringer. Styret mener at det har så godt det lar seg gjøre tatt vare på årsmøtets pålegg om at «en reduksjon av antall medlemmer bør ikke forringe de deltakende institusjoners innflytelse i Fysikkrådet».

Styret mener at de nye vedtekter vil kunne aktivisere medlemmene gjennom flere møter i Fysikkrådet i året og ved en nærmere kontakt med de saker som tas opp.

2. *Kontakt med de fysiske institutter.*

Styret har i løpet av perioden møtt instituttstyrerne ved de fysiske institutter ved Universitetene i Oslo, Bergen, Trondheim (AVH og NTH) og Tromsø og ved Norges Landbrukshøgskole.

Når det gjelder *forskning og undervisning* synes instituttenes største bekymring å være at fysikkstillinger i skremmende mange tilfeller blir overført til andre fagområder. Ved siden av krav fra andre fakulteter, er det særlig krav fra data/billedprosessering og fra teknisk orienterte studier som tapper grunnforskningen i fysikk. De teknisk orienterte studier (TOS) ble sett på som et aktivum fra de fysiske institutters side da studiet var på forslagsstadiet. TOS skulle gi en ny dimensjon til instituttenes forskningsvirksomhet og dermed understøtte grunnforskningen. I stedet har TOS i mange tilfeller ført til en utarming av grunnforskningen. I denne situasjon synes ikke *rekrutteringsproblemene* å få mye oppmerksomhet: «Det er ikke så mange ledige stillinger å rekruttere til». Styret merker likevel en bekymring på instituttene på lengre sikt. Skal fysikken få beholde de fleste stillinger som i dag er innenfor faget, og dermed gi muligheter for grunnforskning også i fremtiden på et nivå som idag, må en mer aktiv stipendiat- og post.doc. -aktivitet komme i stand.

3. *Fysikken i skolen*

Fysikkrådet har avgitt uttalelser om Fagplan for naturfag (vedlegg 7) og om Lærer-adjunkt- og lektorutdanning (vedlegg 8). Styret ser med stadig større bekymring på forsøkene på å redusere Fysikkens betydning i den videregående skole.

4. *20 gruppen i fysikk ved universiteter og høgskoler*

Styret har innhentet forslag om reviderte studieplaner for 20-gruppen i fysikk ved de 4 universitetene. En sammenligning viser stort sett overensstemmelse mellom planene. Styret har drøftet å utarbeide en oversikt over planene som sendes samtlige fysiske institutter. Styret har også drøftet om planene bør forsøkes koordinert. Styret mener at det også er nyttig å drøfte studieplanene i fysikk ut over 20-gruppen.

Styret er valgt ut året 1987 og vil fungere til 31. desember 1987. Dersom de nye vedtektene blir vedtatt, blir styret avviklet ved årsskiftet. Hele Fysikkrådet vil fra 1. januar overta styrets arbeid.

Haakon Olsen

Årsmøte i Norsk Fysikkråd

Årsmøtet i Norsk Fysikkråd ble holdt 14. juni 1987 ved Høgskolesentret i Rogaland, Stavanger.

Til stede: F. Bakke, H. Hobæk, Ø. Holter, F. Ingebretsen, H. Kolbenstvedt, H. Olsen, E. Osnes, J.E. Solheim, J. Stadsnes, P. Vold.

Styrets forslag til nye vedtekter for Norsk fysikkråd ble enstemmig vedtatt.

Rekrutteringsproblemet innen Norsk fysikk (pkt. 2 i årsmeldingen) ble drøftet. En komité bestående av H. Olsen, E. Osnes og J. E. Solheim ble nedsatt for å lage en utredning om dette problemet.

Fysikkrådet skal fortsette studiet av innholdet i 20-gruppene i fysikk ved Norske universiteter og vil ta opp spørsmålet om en samordning er ønskelig.

Rådet vil også utarbeide en oversikt over fysikk-emner utover 20-gruppen og over aktuelle hovedfagsområder ved universitetene i Norge. Også mulighetene for å innføre éns opptakskrav for alle fysikkstudier vil bli undersøkt.

Nåværende formann innkaller det nye fysikkråd til møte tirsdag den 19/1 1988, kl. 10.30 i Oslo. Valgkomiteen bestående av F. Bakke (formann), O. Havnes og J. Stadsnes fremlegger da forslag på kandidater til formann og nestformann.

Hans Kolbenstvedt

I Fysikkrådets møte 19. januar i år ble Haakon Olsen valgt til formann og Jan-Erik Solheim til nestformann for året 1988.

Haakon Olsen

Vedtekter for
NORSK FYSIKKRÅD (NFR)
vedtatt 14. juni 1987

1. Formål

1.1 Norsk Fysikkråd er et frittstående, rådgivende organ. Det skal gi råd i saker nevnt i pkt. 1.2 etter anmodning fra departementer, Forskningspolitisk råd eller fra de institusjoner som er nevnt under pkt. 2.1 nedenfor. Det kan også på eget initiativ eller etter anmodning fra andre ta opp saker innenfor sitt virkeområde.

1.2 Norsk Fysikkråd skal gi råd om viktige problemer, prosjekter og faglige spørsmål innen norsk fysikk. Av slike spørsmål skal fremheves:

a. samarbeide om forskningsoppgaver og arbeidsdeling institusjonene imellom
b. langtidsplaner for institusjonene
c. internasjonalt samarbeid
d. rekruttering til oppgaver (stillinger) med bakgrunn i fysikk
e. undervisning og utdanning

2. Sammensetning, oppnevning og valg

2.1 Norsk Fysikkråd består av 11 medlemmer med varamenn som oppnevnes av følgende institusjoner:

Universitetet i Oslo	1
Universitetet i Bergen	1
Universitetet i Trondheim	1
Universitetet i Tromsø	1
NAVF	1
NTNF	1
Norsk Fysisk Selskap	5

Av de 5 medlemmer som oppnevnes av Norsk Fysisk Selskap, skal en være fra den videregående skole, en fra de regional høgskoler og en fra forskningsinstitutter utenom universiteter og høgskoler.

2.2 Medlemmenes funksjonsperiode er 2 år, med adgang til gjenoppnevning. Sammenhengende funksjonstid begrenses til to fulle perioder. Første gang oppnevnes halvparten av medlemmene for 1 år.

2.3 Norsk fysikkråd velger blant medlemmene en formann og en nestformann. Valget foregår på årsmøtet.
Valgperioden er 1 år.

2.4 Norsk fysikkråd har et arbeidsutvalg som består av formann og nestformann

3. Arbeidsordning.

3.1 Norsk fysikkråd holder minst tre møter i året (inkludert årsmøte) og møter ellers når formannen finner det ønskelig.

3.2 Rådet er vedtaksført, når minst 6 medlemmer er tilstede. Vedtak treffes med vanlig flertall. Ved stemmelikhet er formannens stemme avgjørende.

3.3 Norsk fysikkråd skal normalt behandle alle saker av prinsipiell karakter i plenum. Saker som egner seg for det kan behandles ved sirkulasjon.

3.4 Rådsmedlemmer, varamenn og de institusjoner som er nevnt under pkt. 2.1 skal få tilsendt referat fra møtene samt andre dokumenter som utarbeides.

4. Utfyllende bestemmelse.

4.1 Endringer i vedtektene krever 2/3 flertall i rådet.

Norsk fysikkråd
Representanter og vararepresentanter
Funksjonstid 1. januar 1988 31. desember 1989.

Oppnevnt av	representant	vararepresentant
Univ. i Oslo	Hallstein Høgåsen	Arne Olsen
Univ. i Bergen	Halvor Hobæk	Jan Vaagen
Univ. i Trondheim	Helge R. Skullerud	Hans Kolbenstvedt
Univ. i Tromsø	Jan-Erik Solheim	Kjell Henriksen
NAVF	Vidar Horsfjord	Torstein Pedersen
NTNF	Aasmund Gjeitnes	Erling Hammer

Funksjonstid 1. januar 31. desember 1988,
oppnevnt av Norsk Fysisk Selskap

Representant for	representant	vararepresentant
Videregående skole	Ingerid H. Helstrup	Svein Lie
Norsk Fysisk Selskap	Haakon Olsen	Ove Havnes
Norsk Fysisk Selskap	Eivind Osnes	Kårmund Myklebost
Regionale høgskoler	Per Vold	Bjørn Berre
Forskningsinstitutter utenom universitet og høgskoler	Tormod Riste	Aasmund Sudbø

Nytt fra NFS

Årsmøte i NFS

Det innkalles herved til årsmøte i Norsk Fysisk Selskap tirsdag 14. juni 1988 kl. 10.00 ved Fysisk institutt, Universitetet i Oslo. Andre saker som ønskes tatt opp, må være innkommet til styret innen 1. juni.

SAKLISTE
1. Godkjenning av innkalling og sakliste
2. Referat fra årsmøte 1987 (se FFV nr. 3 1987)
3. Årsmelding
4. Norsk Fysikkråd
5. Regnskap for NFS og FFV
6. Budsjett for 1988 og 1989 for NFS og FFV
7. Valg:
   a) 2 styremedlemmer
   b) revisorer og valgkomité
   c) medlemmer til Norsk Fysikkråd
8. Fysikermøtet 1989
9. Eventuelt

Styret

∞

Reisestipend til Fysikermøtet for lektorer og hovedfagsstudenter

Også i år har styret i Norsk Fysisk Selskap bevilget penger til reisestipend for lektorer i den høyere skolen og/eller hovedfagsstudenter som ønsker å delta på Fysikermøtet. Maksimum beløp det kan søkes om er minipris med fly til Oslo. Søknad sendes styret v/ Gerd Jarrett, Fysikkavdelingen, Institutt for energiteknikk, Boks 40, 2007 Kjeller, innen 1. mai 1988.

∞

Nye medlemmer

På styremøte 7. desember 1987 ble følgende nye medlemmer tatt opp:

Forsker Svein-Erik Hamran
NTNF/PFM
Boks 25
2007 Kjeller

Cand.scient. Arild Even Opsal Lillebø
Hjelmeland
6779 Nordfjordeid

På styremøtet 8. januar ble følgende nye medlemmer tatt opp:

Lektor Lars Guldberg
Skeisvang vg. skole
5500 Hugesund

Cand. mag. Karin Halvorsen
Fysisk institutt
UNIT/AVH
7055 Dragvoll

Cand. mag. Berit Elisabeth Lauglo
Fysisk institutt
UNIT/AVH
7055 Dragvoll

Dr. philos. Borgar Tørre Olsen
Televerkets forskningsinstitutt
Postboks 83
2007 Kjeller

∞

TRONDHEIM WORKSHOP

I TEORETISK FYSIKK 1988

FUNCTIONAL INTEGRATION METHODS IN PHYSICS

Seminar for teoretisk fysikk i Trondheim, Fysisk Institutt AVH/UNIT og Institutt for fysikk NTH/UNIT arrangerer i samarbeid med Norsk Fysisk Selskaps gruppe for generell teoretisk fysikk i tiden

20. – 24. juni 1988

den sjette Trondheim workshop i teoretisk fysikk.

Forelesningene finner sted i Fysikkbygningen, NTH.

PROGRAM (Forelöpig)

Foredragsserier:

L. S. Schulman, Clarkson:

Introduction to functional integration methods

R. Bausch, Düsseldorf:

Functional integrals in solid-state physics

H. B. Nielsen. Niels Bohr Institutet:

Functional integrals in particle physics

Kortere seminarer ved P. Riseborough, Polytechnic, og J. S. Höye, NTH.

Siktemålet er å gi en innföring til funksjonalintegrasjonsmetoder for dr. studenter og andre fysikere. Deltagelse er åpen for alle interesserte.

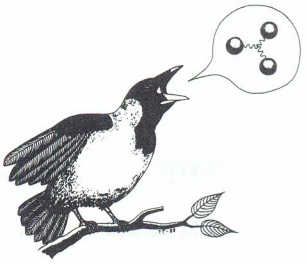
Arrangementkomite: P. C. Hemmer, K. Mork, K. Olaussen og H. Olsen.

Påmelding innen 1. juni 1988 til P. C. Hemmer eller K. Olaussen, Institutt for fysikk, NTH, N-7034 Trondheim.

Studenter kan söke om tilskudd til reise og opphold.

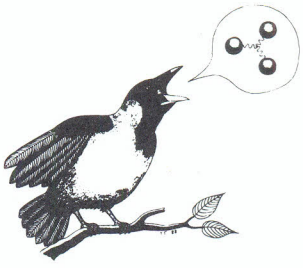
FYSIKERMØTET

Blindern, Oslo 13-16 juni 1988



	MANDAG	TIRSDAG	ONSDAG	TORSDAG
9	ÅPNING	M. JACOB Quark Gluon Plasma	OZONLAGET Hva er det og hva blir det ?	A.J. DESSLER Birkeland space and modern ideas
10	J.R.SCHRIEFFER –High Temperatur Superconductors	Kaffepause NORSK FYSISK	Foredrag av: S.H.H. LARSEN F. STORDAL T. HENRIKSEN G. VOLDEN	E.TANDBERG HANSEN Solar and Stellar Flares
11	G. BAYM – Relativistic Heavy Ion React.	SELSKAP Års - møte	(med innlagt kaffepause)	Kaffe-pause SESJON A: NORGE I ROMMET ESA FYSIKK SESJON B: MIKRO OG MAKRO KOSMOS
12	LUNCH	LUNCH	LUNCH	
13	Norsk Datas – Fysikkpris		O.KJELDSETH MOE Super Nova 1987a	LUNCH
14	Pris-foredrag	EKSKUSJON OG OMVISNING PÅ KJELLER-INST.	J. FEDER Fraktaler anvendt i fysikk	SLUTT
15	– Kaffepause PRESENTASJON	IFE - FFI	Kaffepause	
16	av NORSK	NORSAR TELEVERKET	PARALLELL SESJON (PAPERS)	
17	– KJERNEFYSIKK			
18	PIZZA PARTY			
19	med omvisning på	Avsluttes i kantina på		
20	Fysisk Institutt	I F E	KONFERANSE MIDDAG Nordre Skøyen Hovedgård	

PAMELDING TIL
FYSIKERMØTE I OSLO
13. - 16. juni 1988



Navn: .....

Adresse: ..... Tlf.....

INNKVARTERING for ..... voksne og ..... barn for nettene

12-13/6 ☐ 13-14/6 ☐ 14-15/6 ☐ 15-16/6 ☐ ved

Cochs Pensjonat, Parkveien 25, Oslo 3

1-sengs rom ☐ kr. 300,- pr. døgn
2-sengs rom ☐ kr. 400,- pr. døgn
3-sengs rom ☐ kr. 450,- pr. døgn
4-sengs rom ☐ kr. 500,- pr. døgn
(1987-priser. Det tas forbehold om 10% økning i 1988.)

Rommene er nyoppussede med eget bad, WC og en kjøkkenenhet med komfyr, kjøleskap og oppvaskkum. Frokost er ikke inkludert i prisen.

Gyldenløve Bed & Breakfast, Bogstadveien 20, Oslo 3

Enkeltrom ☐ kr. 620,- pr. døgn
Dobbeltrom ☐ kr. 820,- pr. døgn
(Bad og frokost inkludert)

MERK AV 1. prior. romvalg med "A", 2. prior. romvalg med "B".

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

JEG MELDER PÅ ☐ personer til Pizzaparty 13/6. Drikkevarer må kjøpes.

JEG MELDER PÅ ☐ personer til konferansemiddag 15/6. Pris: kr. 290,- pr.pers.

JEG DELTAR PÅ EKSKURSJON TIL KJELLER 14/6: Ja/nei
Ønsker TRANSPORT til Kjeller: Ja/nei

JEG ØNSKER INNLEGG I PARALLELLSESJON: Ja/nei. TID:....min.
(maks. 20 min.) Sammendrag på engelsk må vedlegges (maks. 1/2 maskinskrevet A-4 side med minste linjeavstand 1,5). Bidraget bes levert på diskett i DOS-format, WP-format eller NOTIS-format.

KONFERANSEAVGIFT inkl. lunsj: kr.550,- (kr. 650,- ved påmelding etter 1. mai)

KRYSS AV hvilke dager du skal ha lunsj: mandag ☐ tirsdag ☐

onsdag ☐ torsdag ☐

PAMELDING sendes INNEN 1. MAI 1988 til

Fysikermøtet 1988
Fysisk institutt
Postboks 1048-Blindern
0316 OSLO 3

For nærmere opplysninger, ring Aud Hansen, Tlf. (02) 45 64 26

Norsk Fysisk Selskap

STYRE

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

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

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

Fysisk institutt, Universitetet i Trondheim/AVH.

Selskapets sekretær:
Gerd Jarrett,
Fysikkavdelingen, Institutt for energiteknikk, Boks 40, 2007 Kjeller.
Tlf.: (06) 812560
Postgirokonto: 5 88 38 89.
Bankgirokonto: 5102.09.58344.

Fra Fysikkens Verden

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

Redaksjonskomité:
Førsteamanuensis Noralv Bjørnå,
Institutt for matematiske realfag, Universitetet i Tromsø.
Professor Anne Grete Frodesen,
Fysisk institutt, Universitetet i Bergen.
Lektor Ingerid Hiis Helstrup,
Langhaugen skole, Bergen.
Professor Per Chr. Hemmer,
Fysisk institutt, NTH, Universitetet i Trondheim.

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

Tlf.:(02) 45 64 28

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

Postgirokonto: 5 10 47 24
Bankgirokonto: 6094.05.40227