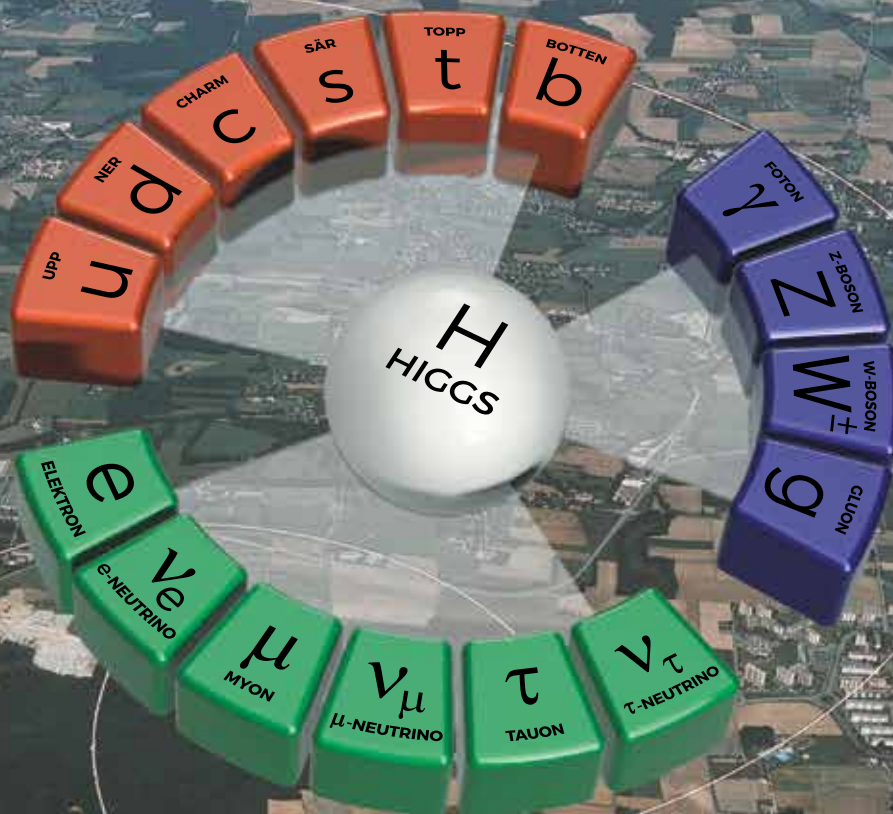


KOSMOS

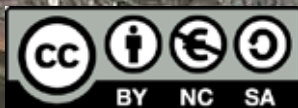
STANDARDMODELLEN

SVENSKA FYSIKERSAMFUNDETS ÅRSBOK 2023



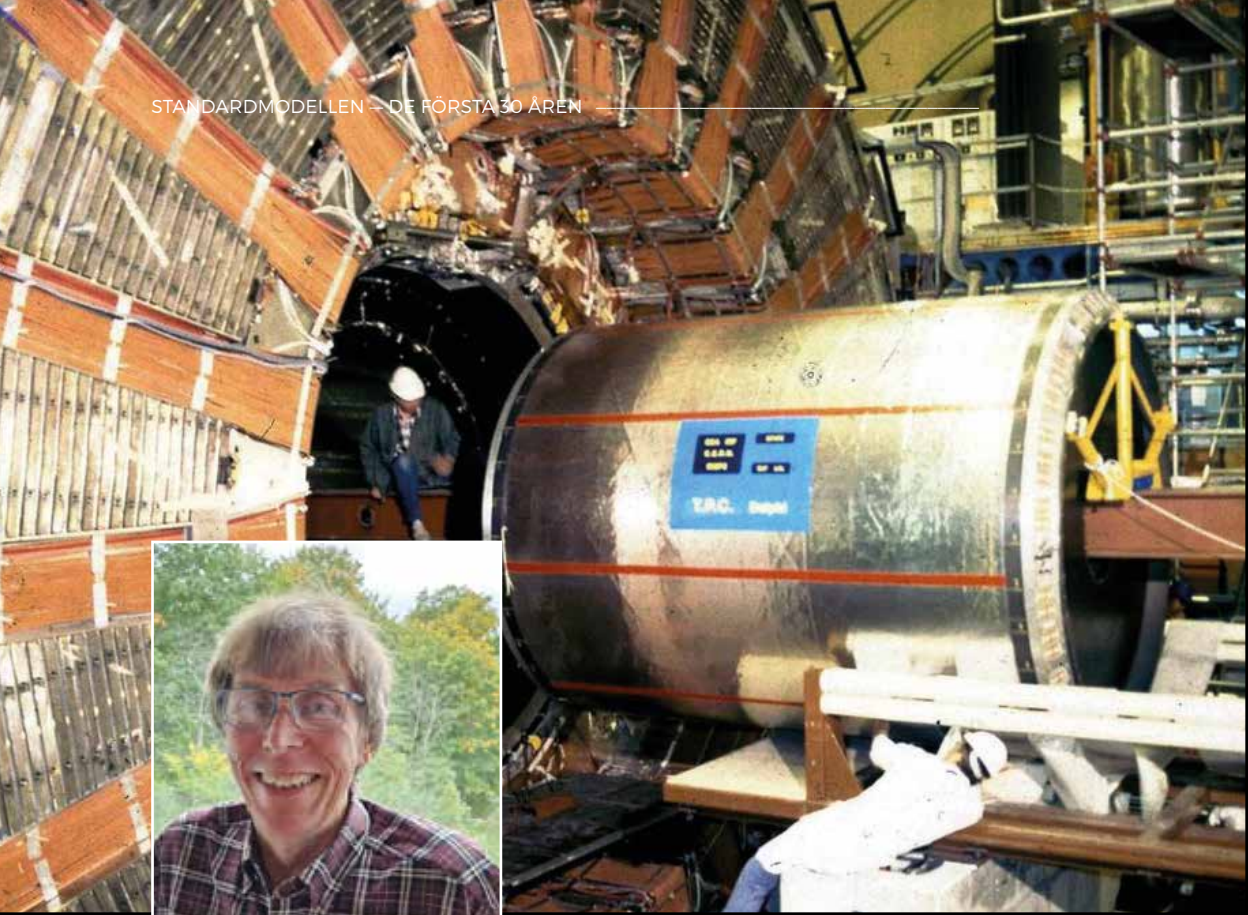
STANDARDMODELLEN — DE FÖRSTA 30 ÅREN

© KLAS HULTQVIST



Artikeln publiceras under Creative Commons-licensen CC BY-NC-SA 4.0. För bildmaterial med källhänvisning gäller samma upphovsrättsliga regler som för källan.

f SVENSKA
FYSIKER
SAMFUNDET



Klas Hultqvist

disputerade 1986 i Stockholm, tillbringade två perioder på CERN, och är professor i experimentell elementarpartikelfysik vid Stockholms universitet sedan år 2000. Fram till de första åren av 00-talet gällde hans forskning främst försök att vid LEP upptäcka postulerade partiklar som higgsbosen eller supersymmetriska partiklar. Därefter anslöt han sig till AMANDA/IceCube-projektet vid Sydpolen för att bland annat studera universum via neutriner och söka efter mörk materia.

Samtidigt som standardmodellen successivt formulerades teoretiskt var experimenter upptagna med att via mätdata bekräfta eller förkasta hypoteser och också hitta nya ledtrådar. Klas Hultqvist skriver om hur dessa experimentella och teoretiska insatser pågick parallellt under de första decennierna medan standardmodellen steg för steg tog form.

Bilden visar hur DELPHIs TPC (spår-detektor) i april 1989 är på väg till sin plats inuti kalorimetersystemet. Svenska partikelfysiker i Lund var engagerade i TPC-projektet.

Standardmodellen – de första 30 åren

Det här är en beskrivning av hur standardmodellen tog form under de sista decennierna av 1900-talet, framförallt från CERNs¹ och Sveriges horisont. Det är naturligtvis omöjligt att göra rättvisa åt det enorma experimentella och teoretiska arbete det rör sig om, och jag har fått utelämna viktiga skeenden och experiment helt och hållet. Mitt fokus är på svag och elektromagnetisk växelverkan, och min beskrivning av teori och experiment är extremt förenklad. Stark växelverkan och protonens struktur behandlar jag knappast alls.

Standardmodellen nu och då

Det som kallas ”partikelfysikens standardmodell” är egentligen två teorier, en för den elektrosvaga naturkraften och en för den starka. Dessutom inkluderar standardmodellen en lista med elementarpartiklar som växelverkar genom dessa krafter. Varför just dessa partiklar existerar, och varför de har så olika massor, är något av en gåta; de måste stoppas in ”för hand” i modellen. Växelverkan mellan partiklar är däremot given i detalj av teorins symmetrier och principen om lokal gaugeinvarians. Den förmedlas av fältpartiklar (gaugebosoner) som till exempel fotonen, ett kvantum av det elektromagnetiska fältet. Övriga gaugebosoner är W^\pm och Z , som förmedlar svag växelverkan, och åtta gluoner som förmedlar den starka. Vidare har vi Higgsbosonen som är nödvändig för att partiklar ska kunna ha massa.

Partiklarna som bygger upp världen som vi ser den är kvarkar och leptoner. De är fermioner, partiklar med spinnkvant $1/2$,

¹ Akronymen ”CERN” för ”Conseil Européen de la Recherche Nucléaire” har behållits för det europeiska partikelfysiklaboratoriet, trots att det officiella namnet har ändrats.

och förekommer i par (elektrosvaga dubletter), där den elektriska laddningen för medlemmarna skiljer sig med elementarladdningen e . Såvitt känt saknar de inre struktur. Kvarkarna är sex (tre dubletter), och växelverkar starkt, men förekommer inte som fria partiklar, utan som bundna i protoner och neutroner. Dessa i sin tur är ofta bundna i atomkärnor genom den starka kraften. Leptonerna växelverkar inte starkt. Den mest bekanta, elektronen, har laddningen $-e$, och kan därför bindas till atomkärnor med positivt laddade protoner, så att atomer bildas. Det finns två tyngre leptoner: myonen och tauonen. Var och en av de tre bildar en dublett tillsammans med en elektriskt neutral lepton utan massa, en neutrino. Eftersom de inte växelverkar vare sig starkt eller elektromagnetiskt är neutriner mycket svåra att detektera. Man brukar ordna partiklarna i tre familjer som vardera innehåller en lepton och en kvarkdublett. Den första familjen, med de lättaste fermionerna, består av elektronen (e^-), motsvarande neutrino (ν_e), uppkvarken (u) med laddning $+\frac{2}{3}e$ och nedkvarken (d) med laddningen $-\frac{1}{3}e$. För var och en av dessa partiklar finns det också en antipartikel med samma massa, men med ombytt tecken på laddning och andra kvanttal.

Detta var standardmodellen i mycket grova drag som den ser ut idag (för mer detaljer, se Rikard Enbergs artikel i denna upplaga). I början av 1960-talet kände man förutom elektronen till myonen och neutrinerna (1962 visade Lederman, Schwartz och Steinberger att elektronen och myonen har var sin neutrino), samt en stor och förbryllande mängd starkt växelverkande partiklar (hadroner). Under decenniet som följde lyckades man emellertid bringa viss ordning i detta. Gell-Mann och Zweig visade att partiklarnas kvanttal kunde förklaras om de antogs uppbyggda av kvarkar med bråkdelsladdning. Det var till en början inte klart om detta var fysikaliska partiklar eller bara ett klassificeringsschema, men spridningsexperiment av elektroner mot protoner vid *Stanford Linear Accelerator Center* (SLAC) visade att protonen innehåller mycket små ("punktformiga") beståndsdelar². De beståndsdelarna identifierades snart som kvarkarna, som man därmed visste att det behövdes tre av (upp- ned- och särkvarkar, u, d, s).

Under 1960-talet utvecklades också det som skulle bli standardmodellen för den elektrosvaga växelverkan när Glashow, Wein-

²Detta är analogt med hur Rutherford påvisade atomkärnan genom spridning av alfapartiklar mot guldatomer.

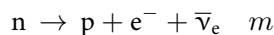
berg och Salam lyckades visa att det är naturligt att koppla ihop elektromagnetisk och svag växelverkan till elektrosvag. Detta krävde ytterligare en tung neutral utbytespartikel, utöver de två laddade W^+ och W^- som förmedlar β -sönderfall, så att man fick en tripplett av bosoner. Sådana bosoner måste vara mycket tunga, så att utbytet av dem undertrycks och den svaga växelverkan blir så mycket svagare än den elektromagnetiska som den ska vara. Dock fanns inget uppenbart sätt att stoppa in massor i modellen utan att sabotera den grundläggande symmetrin (*gaugesymmetrin*, se Rikard Enbergs artikel), och därmed ge upp hoppet om en renormaliserbar (beräkningsbar) teori.

Problemet löstes med Higgsmekanismen, som också den formulerades under sextioalet. Genom att införa ytterligare ett fält vars grundtillstånd inte är symmetriskt, medan den grundläggande teorin förblir symmetrisk (spontan symmetribrott), var det möjligt att ge massor till W och Z . Då måste det dock finnas en ny partikel: Higgsbosonen, ett kvantum av Higgsfältet.

År 1971 visade så 't Hooft och Veltman att teorin faktiskt är renormaliserbar, och därmed hade man en teoretiskt sund modell som stämde överens med observationer av svag och elektromagnetisk växelverkan. Att den var motsägelsefri betydde förstås inte att den var korrekt, men den gjorde förutsägelser som gick att kontrollera. Till att börja med skulle det, förutom W^\pm som postulerats sedan tidigare, finnas två nya partiklar: Z -bosonen och Higgsbosonen.

Gargamelle och de neutrala strömmarna

Vektorbosonerna W^\pm och Z förmedlar alltså svag växelverkan. Även om deras massor är mycket större än vad som svarar mot den tillgängliga energin kan de existera som virtuella partiklar under en extremt kort tid, som en följd av obestämlighetsrelationen för energi och tid. Ju mer virtuell en partikel är (ju mer "fel" energi den har), desto mindre sannolik blir processen, och W -bosonens höga massa innebär till exempel att sannolikheten för β -sönderfall av en neutron,

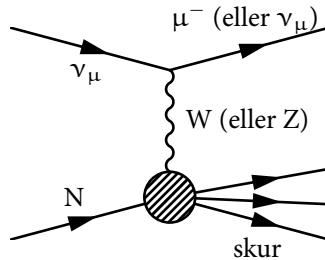


blir låg under ett givet kort tidsintervall. I reaktionen ovan finns en virtuell W^- som lämnar neutronen och sönderfaller till en elektron och en antielektronneutrino, som är elektriskt oladdad. Eftersom W -bosonen är laddad ändras laddning på nukleonen från

noll till $+e$. Man talar om en *laddad ström* (eng. *Charged Current*, CC). Ett annat exempel på en laddad ström har vi om en myonneutrino med hög energi reagerar med en atomkärna genom utbyte av en W enligt



Här omvandlas neutrinet till en myon. Atomkärnan bryts upp och det bildas en skur av starkt växelverkande partiklar, hadroner, om energin är tillräckligt hög. Vi kan representera processen med diagrammet i Figur 1.



Figur 1: Neutrinospredning mot atomkärna. Den fyllda cirkeln representerar en delreaktion där atomkärnan bryts upp.

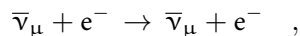
Under 1960-talet studerade man denna reaktion (djupt inelastisk neutrinospredning) i bubbelkammare där man fotograferade jonisationsspår efter laddade partiklar. En inkommande neutrino lämnar inget spår (den saknar laddning), men när och om den reagerar bildas laddade partiklar som ger spår. Hadroner växelverkar starkt och ger därför ofta sekundärreaktioner. De tunga atomkärnornas stora positiva laddning leder till att elektroner eller positroner som kommer nära dem ofta bromsstrålar. Det innebär att energi förloras i form av en gammafoton som kan konvertera till ett $e^{+}e^{-}$ -par i fältet från en annan kärna. Elektronspår ser liksom ”håriga” ut. För myoner är bromsstrålningen försumbar och de reagerar inte starkt, utan myonen i en reaktion som i Figur 1 lämnar i allmänhet bara ett jonisationsspår på vägen ut ur kammaren. På så sätt kunde myonerna identifieras. Genom att bestämma myonens rörelsemängd till riktning och storlek kunde man undersöka beståndsdelar i protonen via den svaga växelverkan. Detta är analogt med experimenten med elektroner vid SLAC, och ger en kompletterande bild av protonen. En ny stor bubbelkammare togs

i bruk i en neutrinostråle vid CERN 1970. Den gavs namnet Gargamelle efter jätten Gargantuas mor i Rabelais bok. Kammaren var nästan fem meter lång och innehöll en tung vätska (freon) för att maximera antalet reaktioner. Det hela vägde ungefär 1000 ton.

Efter ett par år av experiment med Gargamelle blev det tydligt att det fanns en realistisk teori, med testbara konsekvenser, för den elektrosvaga växelverkan. Man beslutade då att försöka utnyttja sina insamlade data för att undersöka denna teori. Om modellen med en triplett (W^+ , W^- , Z) är korrekt måste vi också kunna ha reaktioner som den i Figur 1, men där det istället sker ett utbyte av en elektriskt neutral Z -boson, så att neutrino inte omvandlas till en laddad lepton utan förblir neutrino. I det fallet skulle vi ha en *neutral ström* (eng. *Neutral Current*, NC). Sådana reaktioner är alltså en direkt konsekvens av teorin, och att påvisa dem blev nu en prioritet. I Gargamelle blev frågan: finns det händelser som ser ut som ”vanliga” reaktioner med laddad ström, förutom att de saknar den utgående myonen?

Svaret på den frågan var ett otvetydigt ja! Problemet var bara att sådana händelser utan myoner hade man tidigare betraktat som bakgrund. Neutroner som bildats i neutrinoreaktioner utanför kammaren, och sedan reagerade inuti Gargamelle, gav just händelser utan någon utgående myon, så kallade neutronstjärnor (n^*). Lyckligtvis hade man sparat de myonlösa reaktionerna eftersom de behövdes för att korrigera myonanalysen för långa hadronspår som lämnade kammaren och på så sätt såg ut som myoner. Genom att utnyttja energi och reaktionspunkter i kammaren kunde man nu undersöka om det fanns en komponent bland de myonlösa händelserna som inte kunde förklaras som bakgrund. Det visade sig att det gjorde det. Man fann att kvoten mellan tvärsnitten (reaktionssannolikheterna)³ för NC och CC var $(NC/CC)_\nu = 0,21 \pm 0,03$ för inkommande ν_μ , och $(NC/CC)_{\bar{\nu}} = 0,45 \pm 0,09$ för inkommande $\bar{\nu}_\mu$.

Dessutom hade man hittat, i en annan analys, en elastisk NC-reaktion av typen



³Reaktionstvårsnittet, eller träffytan, är ett mått på hur nära varandra mötande partiklar måste komma för att en reaktion ska bli sannolik, och sannolikheten för att en neutrino som passerar genom detektorn ska ge den aktuella reaktionen blir proportionell mot tvårsnittet.

där det enda som syns är att en elektron fått en ”knuff” och lämnar ett spår i kammaren, se Figur 2. Laddningen framgår av avböjningen i magnetfältet och att det är en elektron är tydligt eftersom den förlorar så mycket energi genom bromsstrålning. Bakgrunden för sådana händelser var mycket liten och denna enda händelse tolkades som ytterligare ett bevis för neutrala strömmar, också i en helt leptonisk reaktion. Resultaten publicerades i september 1973. Det



Figur 2: Den enda händelse i Gargamelle som innebar upptäckten av processen $\bar{\nu}_\mu + e^- \rightarrow \bar{\nu}_\mu + e^-$. Elektronen startar i nedre högra delen av bilden och rör sig åt vänster medan den förlorar energi till bromsstrålningsfotoner som i sin tur konverterar till e^+e^- -par (foto CERN).

fanns ett liknande experiment vid Fermilab i USA som rapporterade varierande resultat och sådde tvivel, men med nya data var saken klar sommaren 1974: neutrala strömmar är verkliga – den elektrosvaga teorin hade klarat det första testet.

Men var det verkligen den sorts neutrala strömmar som modellen förutsade? Existerade teorins Z-partikel i verkligheten?

Fler familjer

1970-talet var en gyllene tid för partikelfysiken. Två nya protonacceleratorer (synkrotroner) togs i bruk, med energier mer än tio gånger så höga som i dem som redan fanns vid CERN och i *Brookhaven*. *Main Ring* vid *National Accelerator Laboratory* (NAL, senare Fermilab) utanför Chicago nådde 400 GeV 1973, och CERNs SPS fyra år senare. Det var stora maskiner. Båda hade en omkrets

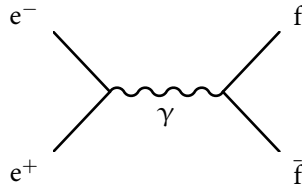
på nästan sju kilometer, och för SPS hade man borrarat en underjordisk tunnel. Nu kunde man studera hadronreaktioner i ett helt nytt energiområde och producera sekundärstrålar av myoner och neutriner av högre energi.

En annan utvecklingslinje var jämförelsevis små lagringsringar där elektroner och positroner fick cirkulera åt olika håll och kollidera. Det har fördelen att ingen energi i onödan förloras som rörelseenergi eftersom masscentrum ligger stilla i laboratoriesystemet. Genom att kollidera just elektroner och positroner fick man dessutom ett mycket väldefinierat och väl förstått begynnelsestillstånd som kunde användas för att detaljstudera elektromagnetiska processer (kvantelektrodynamik, QED) och hur hadroner eller nya partiklar kunde produceras i dem.

Figur 3 illustrerar en reaktion där en elektron och en positron annihileras till en foton (γ) som övergår i en fermion och dess antipartikel. Rörelsemängden är noll när e^+ och e^- kolliderar med motriktade och lika stora hastigheter och fotonens energi blir lika med kollisionensenergin. Det betyder att fotonen är virtuell, och har en (vilo)massa lika med kollisionensenergin istället för noll, som för en reell foton. Ju mer virtuell fotonen är (ju högre kollisionensenergi), desto mindre sannolik blir processen; reaktionstvårsnittet är omvänt proportionellt mot kvadraten på kollisionensenergin.

Om kollisionensenergin är lika med vilomassan hos en partikel kan en sådan partikel bildas istället för en virtuell foton, förutsatt att det inte bryter mot bevarandelagar; partikeln måste till exempel vara elektriskt neutral. Om partikeln har en mycket kort livslängd kan energin avvika en hel del från vilomassan. I en graf över reaktionstvårsnittet som funktion av kollisionensenergin blir den synlig som en topp, med bredd som svarar mot partikelns livstid. Detta kallas för en resonans. ρ -mesonen, till exempel, har massan $775 \text{ MeV}/c^2$ och en bredd på ungefär $150 \text{ MeV}/c^2$, vilket svarar mot en livstid kortare än 10^{-23} s , medan den lite tyngre ϕ -mesonen (massa $1020 \text{ MeV}/c^2$) lever trettio gånger längre. Båda dessa mesoner är bundna kvark-antikvark tillstånd som sönderfaller till hadroner genom stark växelverkan, därav de korta livstiderna.

En av de lagringsringar som studerade partikelproduktion i e^+e^- -kollisioner var SPEAR i Stanford, med en stråleenergi på 3 GeV. Den stod färdig 1972, och redan efter två år kom ett spektakulärt resultat. SPEAR-gruppen under ledning av Burton Richter



Figur 3: Diagram över e^+e^- -annihilation till ett fermion-antifermionpar.

hade upptäckt att tvärsnittet (reaktionssannolikheten) för $e^+e^- \rightarrow$ hadroner hade en extremt smal och hög topp vid reaktionsenergin 3,1 GeV. Detta innebar upptäckten av en resonans med massan 3,1 GeV/ c^2 som inte kunde förklaras i termer av kända kvarkar.

Samma resonans upptäcktes av Samuel Tings grupp vid Brookhaven som gjort det ”baklänges”, med hadroner i initialtillståndet (protoner med energin 30 GeV fick kollidera med beryllium) och ett e^+e^- -par i sluttillståndet. Detta var betydligt svårare eftersom man måste identifiera elektron-positronpar i en enorm bakgrund av hadroner och rekonstruera deras invarianta massa (parets energi i sitt i vilosystem), vilket ger en massfördelning med en skarp topp. Båda resultaten presenterades på SLAC på en och samma dag (se artikel av Sven-Olof Holmgren i KOSMOS 2015).

Att toppen var så skarp innebar en mycket längre livstid än för kända resonanser med lägre massor, vilket tydde på en ny typ av partikel. Den tolkades tidigt som ett bundet tillstånd $c\bar{c}$, av en ny sorts kvark, charmkvarken (c), och dess antikvark. Detta tillstånd, J/Ψ ⁴, har ”dold charm” (totala charmkvantalet för c och \bar{c} är noll). Flera närliggande resonanser hittades också, och tolkades som andra kvanttillstånd för $c\bar{c}$ -systemet. De gavs samlingsnamnet ”charmonium” i analogi med positronium, ett bundet tillstånd av en elektron och en positron. Efter ett par år hade man också hittat ”naken charm” i form av hadroner (D-mesoner) som är $q\bar{q}$ -tillstånd där bara den ena kvarken är en charmkvark och den andra en lättare kvark. Sådana mesoner har massor omkring 2 GeV/ c^2 .

Men SPEAR hade mer att ge. I december 1975 rapporterade Martin Perl och medarbetare att man observerat ”anomala” händelser av typen $e^+e^- \rightarrow e^\pm + \mu^\mp + X$ där X står för fler än två osynliga partiklar. Det var inte så lätt att tolka dessa händelser eftersom mycket av sluttillståndet är osynligt och massan ligger nära

⁴Gruppen vid SLAC kallade partikeln Ψ , medan Sam Ting valde namnet J, som påminner om det kinesiska tecknet för ”Ting”. Partikeln kom sedan att få detta klumpiga dubbelnamn.

D-mesonernas, men med mera data blev det tydligt att det måste röra sig om parbildning av en ny lepton, som i reaktionen:

$$e^+ + e^- \rightarrow \tau^+ \tau^- \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\tau + \mu^- + \bar{\nu}_\mu + \nu_\tau \quad .$$

Denna förklaring bekräftades efter hand av allt fler experiment. Neutrinerna lämnar alltså detektorn utan att lämna några spår. Tauneutrinon detekterades direkt först 25 år senare.

Det är kanske inte så förvånande att partikelfysiker redan hade spekulerat om att upptäcka såväl nya kvarkar som leptoner, och även om modellen med tre kvarkar (u, d, s) var den dominerande hade charmkvarken förutsagts av Glashow, Iliopoulos och Maiani (GIM) 1970. Dess existens kunde förklara frånvaron av vissa sönderfall av särpartiklar. Ändå var upptäckten en sensation. Brookhaven-gruppen skriver angående sin upptäckt av J/Ψ : ”det finns emellertid ingen teoretisk motivering, och inga förutsägelser, för långlivade partiklar i massområdet 1–10 GeV/c²”.⁵

GIM hade påpekat att med deras föreslagna charmkvark skulle det finnas en påtaglig symmetri mellan kvarkar och leptoner, med en tyngre och en lättare elektrosvag dubblett av varje fermiontyp. Den nyupptäckta τ -leptonen och dess neutrino störde symmetrin, och det var naturligt att fråga sig om det också fanns en ytterligare dubblett med kvarkar.

1977 upptäckte så Leon Lederman med medarbetare vid Fermilabs Main Ring ytterligare en resonans, vid 9,5 GeV/c². Principen var densamma som för Brookhaven-experimentet som påvisade charmtoppen, men nu var energin hos protonstrålen 400 GeV och man detekterade $\mu^+ \mu^-$ -par istället för elektron-positronpar. Den nya partikeln döptes till Υ (ypsilon) eftersom de två myonerna böjde av åt var sitt håll i magnetfältet så att spåren påminde om denna bokstav. Den har kallats ”Ledermans monster” eftersom den är så tung. Tolkningen var att bottenkvarken (b) upptäckts, och liksom för charm hittades snart flera tillstånd hos $b\bar{b}$ -systemet (bottonium), och även tecken på produktion av hadroner med b-kvanttal skilt från noll (alltså med en ensam b-kvark).

När bottenkvarken hittats var det rimligt att anta att även den hade en partner: toppkvarken. s-, c-, och b-kvarkarna var i runda tal tre gånger så tunga som närmast lättare kvark så en rimlig gissning var att toppkvarken hade en massa runt 15 GeV/c², med en topponium-resonans strax under 30 GeV.

⁵Författarens översättning.

En standardmodell

Det är frammot slutet av 1970-talet som begreppet ”standardmodellen” börjar dyka upp i litteraturen, syftande på den elektrosvaga gaugeteorin med tre fermionfamiljer. Det finns en fundamental parameter i modellen, Weinberg-vinkeln, θ_W . Den avgör på vilket sätt Z-partikeln kopplar annurlunda till fermioner än W (t.ex. i Figur 1), och därmed också NC/CC-förhållandet i neutrinoreaktioner. När detta förhållande bestämdes allt bättre visade det sig att det svarade mot ett värde på $\sin^2 \theta_W$ strax över 0,2. Därmed visste man i början av 1980-talet att W- och Z-bosonerna i denna modell skulle ha massor runt $80 \text{ GeV}/c^2$ respektive $90 \text{ GeV}/c^2$.

Men standardmodellen var just en modell, och det var ingen särskilt elegant modell. Den relativa styrkan hos elektromagnetism och svag växelverkan var inget som egentligen förklarades. Dessutom sågs Higgsmekanismen ofta med viss skepsis. Potentialen för Higgsfältet, som orsakar symmetribrottet och ger partiklarna massa, är inte given av modellen, utan man måste anta en form för den. När man gjorde det förväntade man sig dock att det sedan skulle krävas korrekationer många storleksordningar större än potentialen själv. Det verkade som om man måste göra ett onaturligt exakt val av potential (”*fine tuning*”) för att modellen skulle ge massor som var ens i närheten av rätt storleksordning. Därför var standardmodellen för elektrosvag växelverkan inte den enda, men det blev allmänt accepterat att väsentliga delar av den var korrekta. Den var också ett användbart exempel vars förutsägelser kunde testas i jakten på ny fysik och en mer fullständig teori.

Även för den starka växelverkan mellan kvarkarna fanns vid denna tid en modell baserad på lokal gaugeinvarians, nämligen kvantkromodynamik (*Quantum chromodynamics*, QCD). Men eftersom växelverkan just är så stark, och fria kvarkar inte kunnat observeras, var den svår att räkna på och att pröva. Man kunde bilda kvark-antikvarkpar med hög energi genom att kollidera elektroner och positroner, men energin hos de ursprungliga kvarkarna omsattes i energi och massa hos flera hadroner; kvarkarna ”klädde på sig” och var inte längre fria utan var och en svarade ungefär mot en uppsättning partiklar med ungefär samma rörelseriktning, en ”jet”.

Vid den nya e^+e^- -ringen PETRA på DESY i Hamburg, med maximal energi närmare 40 GeV, upptäckte man 1979 att de två kvarkarna inte alltid gav två motriktade jetar, utan att man ibland

fick en tredje, som kom att tolkas som att en kvark sänt ut en gluon med hög energi. Gluonen är utbytespartikeln i stark växelverkan, och man hade tidigare sett tecken på dess existens i djupt inelastisk spridning av neutriner och elektroner: bara ungefär hälften av protonens rörelsemängd svarade mot kvarkar. Resultaten avvek också från vad enbart punktformiga kvarkar skulle ge, så kallat skalningsbrott, vilket förväntades i en modell med gluoner. Runt 1980 sågs dessa och andra resultat som pekade på att QCD kunde vara en korrekt teori mest som kvalitativa indikationer, men under de kommande två decennierna förbättrades såväl mätningar som beräkningstekniker till den grad att QCD accepterades som en fundamental teori för stark växelverkan och blev en del av standardmodellen.

Nya acceleratorer

Från mitten av 1970-talet hade man alltså en ”standardmodell” för den elektrosvaga växelverkan, men den behövde testas ytterligare. Det mest uppenbara var att påvisa W^+ , W^- , Z och Higgsbosonen H^0 som fysikaliska partiklar med de förväntade egenskaperna. Även toppkvarken var ett eftertraktat byte. Den borde nog finnas där som partner till b -kvarken, men det var inte givet att de tyngre kvarkarna hade samma elektrosvaga växelverkan som de lättare, och kanske fanns det ytterligare generationer att upptäcka.

För att skapa så tunga partiklar som W och Z skulle det inte fungera att använda ett fast strålmål, utan man var hänvisad till att kollidera partiklar, som man tidigare gjort med e^+e^- . Vid CERN hade man också kolliderat protoner i *Intersecting Storage Rings* (ISR), två ringar där protoner cirkulerade åt olika håll och kolliderade där ringarna korsade varandra. En fördel med protoner är att de inte förlorar lika mycket energi som elektroner genom synkrotronstrålning när de böjs av i ringen. Effekten går som $\frac{\text{energi}^4}{\text{massa}^4 \cdot \text{radie}}$, så med de ungefär 2000 gånger tyngre protonerna är man inte alls på samma sätt begränsad av att ringen inte kan byggas med hur stor radie som helst. Vid ISR hade Simon van der Meer och medarbetare lyckats åstadkomma mer koncentrerade strålar genom att detektera och aktivt korrigera avvikelser från jämviktsbanan (i en e^+e^- -maskin åstadkoms detta spontant av synkrotronstrålningen). Metoden kallades ”stokastisk kylning”.

1976 blev ett viktigt år för planeringen av ytterligare experimentella studier av standardmodellen. Vid CERN påbörjades

designstudier av en e^+e^- -kolliderare med kollisionsenergien 200 GeV. En sådan skulle kunna producera Z-bosoner i stora mängder som en resonans, som i Figur 3 med Z istället för γ , och även parproducera W-bosoner. Den skulle också ha en god chans att hitta toppkvarken och Higgsbosonen. På grund av synkrotronstrålningen skulle det krävas en stor ring; en av de första studierna antog en omkrets på över 50 km. När *CERN Council* 1981 tog beslutet att faktiskt bygga ”*Large Electron-Positron collider*” (LEP), hade omkretsen reducerats till 27 km, delvis för att undvika potentiella problem med att borra en stor del av tunneln under Jurabergen. Maximala kollisionsenergien skulle bli strax över 100 GeV till att börja med, men ringen var stor nog för att man borde kunna nå mer än det dubbla genom att installera ytterligare accelerationseffekt (radiofrekvenskaviteter).

1976 var också då Carlo Rubbia tillsammans med David Cline och Peter McIntyre förde fram idén om att låta antiprotoner (\bar{p}) cirkulera åt motsatt håll mot protonerna i en av de stora protonsynkrotronerna (CERNs SPS eller Fermilabs Main Ring), och på så sätt åstadkomma proton-antiproton kollisioner med tillräcklig energi för att producera Z-bosoner. En kvark i protonen och en antikvark i antiprotonen kunde annihilera (som e^+ och e^-) och bilda en Z-boson. Sönderfallet av Z till två myoner, $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$, borde göra det möjligt att upptäcka den som en topp i massfördelningen för $\mu^+\mu^-$ -par. Idén var att eftersom man redan hade själva acceleratoren kunde detta göras snabbt och till begränsad kostnad.

I själva verket var det en mycket djärv idé. Protonen och antiprotonen har en komplex struktur av kvarkar och gluoner som växelverkar starkt. Vid en kollision mellan dem kan man inte kontrollera energierna hos de kvarkar som kolliderar; det är osannolikt att de matchar massan hos en Z-partikel så att en sådan kan bildas. I de allra flesta fall bildas istället en mängd hadroner via den starka växelverkan, och hur sådana händelser skulle se ut vid en energi mer än tio gånger så stor som vid ISR visste ingen. Även om en Z skulle bildas skulle samtidigt andra delar av protonen och antiprotonen ge upphov till ytterligare partiklar. Det var inte alldeles givet att det skulle gå att hitta händelser där $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ och identifiera myonparen i dem.

Dessutom var man tvungen att skapa antiprotonerna genom att kollidera protoner med ett strålmål. Resultatet blev inte någon smal stråle, utan antiprotonerna fick en betydande spridning i rikt-

ning och energi. Man måste fånga upp dem i en lagringsring med stor acceptans och sedan ”kyla” dem så att de alla fick ungefär samma energi och riktning.

Både i USA och Europa började man studera möjligheterna att ackumulera antiprotoner från upprepade protonkollisioner i en lagringsring så att de sedan kunde injiceras i motvarv mot protonerna i den stora acceleratoren. Där skulle de accelereras och fås att cirkulera så länge som möjligt. På Fermilab hade man emellertid också ett annat projekt: man skulle öka strålenergin till 1 TeV genom att bygga ytterligare en ring med supraledande magneter i samma tunnel som den existerande. Dessutom hade SPS-ringen vid CERN bättre vakuum, vilket är viktigt när strålarna ska cirkulera länge i en kolliderare. Vid Fermilab koncentrerade man sig därför i stället på att öka energin.

För CERN var detta ett tillfälle att komma ikapp USA och vara först med en fundamental upptäckt. Tester tydde snart på att det skulle gå att använda metoden från ISR med stokastisk kylning för att ackumulera antiprotoner.⁶ Men en $p\bar{p}$ -kolliderare var ändå ett vågspel med många tekniska utmaningar. Om projektet misslyckades kunde det riskera att äventyra LEP, som allmänt sågs som den optimala maskinen, men om det lyckades skulle det, förutom en fundamental upptäckt, kunna ge värdefull information för designen av LEP. Man lyckades förkorta processen så att de första $p\bar{p}$ -kollisionerna i SPS-kollideraren ($Sp\bar{p}S$) ägde rum sommaren 1981. Den egentliga insamlingen av mätdata började i december samma år, fem år efter att idén presenterats. Det hela hade skett i ett rasande tempo.⁷ Som (en något orättvis) jämförelse tog det ungefär 25 år från att CERNs nuvarande LHC-accelerator började diskuteras i mitten av åttiotalet, till att experimenten påbörjades.

Experiment vid SPS-kollideraren

När SPS skulle köras som lagringsring var den maximala energin 630 GeV.⁸ När ett helt nytt energiområde blir tillgängligt är alltid

⁶ Ringen som användes för detta kallades ICE (Initial Cooling Experiment). Den flyttades så småningom till The Svedberglaboratoriet i Uppsala där den blev CELSIUS och användes för fysik i GeV-området fram till 2005.

⁷ Förutom att undvika konflikt med LEP var en anledning till brådskan med SPS-kollideraren att man vid Brookhaven påbörjat ett konkurrerande kolliderarprojekt, Isabelle, som dock kom att läggas ned på grund av tekniska svårigheter.

⁸ Inledningsvis var den 540 GeV. Energin begränsades av värmeförluster i avböjningsmagneterna vid konstant strömstyrka. Genom att låta energin (och

förhoppningen att något nytt ska upptäckas, ju mer oväntat desto bättre. Weinberg, Salam och Glashow hade fått Nobelpris för den elektrosvaga teorin 1979, och man förväntade sig allmänt att W och Z skulle upptäckas vid SppS om bara tekniken fungerade. Men det fanns också annat att leta efter.

Den experimentuppställning ("detektor") som godkännts i samband med kolliderarprojektet som helhet hade designats av Rubbia med medarbetare, och den var inte enbart inriktad på just W och Z. Man ville hitta Higgsbosonen, vars massa inte var given av standardmodellen, men troddes kunna vara runt $10 \text{ GeV}/c^2$. Man ville söka efter toppkvarken och kanske fler nya kvarkar i resonanser analogt med hur c och b upptäckts, och kanske räckte energin för att kvarkar skulle kunna slita sig loss och existera som fria partiklar med bråktalsladdning? Det fanns också tecken på helt oväntade effekter i hadroniska reaktioner med mycket hög energi från observationer av kosmisk strålning.

För att kunna ta sig an alla dessa frågeställningar hade man konstruerat en detektor med många delar som kunde bestämma rörelsemängd, eller energi och riktning, för olika typer av partiklar som bildades i kollisionen. Den fick namnet UA1, där UA står för "Underground Area" eftersom den placerades i ett underjordiskt hålrum som skapats runt strålröret i SPS. UA1 bestod av en central cylindrisk driftkammare där spåren efter laddade partiklar kunde rekonstrueras. Den omgavs av en elektromagnetisk kalorimeter som absorberade och gav ett mått på energin hos elektroner och fotoner⁹ och en elektromagnet så att partiklars laddning och rörelsemängd kunde bestämmas genom helixrörelsen i driftkammaren. Utanför fanns en hadronkalorimeter av järn för att absorbera hadroner och bidra med ett mått på deras energi. Den bidrog också med att förstärka magnetfältet i den centrala detektorn. Ytterst fanns detektorer för att identifiera myoner genom att de inte absorberats i kalorimetrarna. Hela detektorn mätte ungefär $10\text{m} \times 6\text{m} \times 6\text{m}$ och vägde 2000 ton. Det var en större och mer komplex detektor än någon tidigare. Speciellt gällde detta den centrala detektorn som var 5,8 m lång, med diametern 2,5 m och med

strömmen) variera i tid lyckades man så småningom nå hela 900 GeV.

⁹*En kalorimeter är i detta sammanhang en detektor med stor täthet där partiklar reagerar och bildar kaskader, skurar, vilkas jonisation mäts. En elektron eller foton bildar en elektromagnetisk skur där energin effektivt absorberas genom bromsstrålning och elektronparbildning (jämför Figur 2). Hadroner reagerar mer sällan och ger längre och bredare skurar*

6110 sensortrådar som gjorde det möjligt att bestämma läge och jonisation i gasen (viktig för eventuella bråkdelsladdade kvarkar) i upp till 180 punkter på ett och samma spår.

UA1 var inte den enda experimentuppställningen vid den nya maskinen. Där fanns mindre experiment för att mäta det totala reaktionstvårsnittet, leta efter magnetiska laddningar (monopoler) eller undersöka oväntade reaktioner som man tyckt sig se i kosmisk strålning. Det senare var ett av målen för UA5, som bestod av två strimkammare. En kort högspänningspuls gav begynnande urladdningar där en gas joniserats, så att partikelspår gick att fånga på film ungefär som i en bubbelkammare. Partikelfysikgruppen vid Stockholms universitet spelade en framträdande roll i detta experiment, som dock inte fann några tecken på sådana exotiska händelser.

Det fanns också ett annat experiment, UA2, som var mindre än UA1 och tydligt fokuserat på W och Z . Genom att det från början fanns två experiment skulle det gå att reproducera ett positivt resultat direkt på CERN. Att ha fler än ett experiment var inte en nyhet; vid PETRA-ringen i Hamburg fanns fyra detektor-system för e^+e^- . Men det fanns också en lite speciell anledning till att man ville ha ytterligare en detektor vid kollideraren: Carlo Rubbia. Rubbia var känd som en karismatisk och briljant fysiker och experimentalist, men han var också känd för att vara extremt tävlingsinriktad och för att rapportera resultat som inte alltid höll måttet. UA2 leddes av Pierre Darriulat, en erkänt noggrann fysiker, och i UA2-detektorn användes beprövad teknik; den skulle kunna bekräfta, eller kanske vederlägga, UA1:s eventuella upptäckt av W och Z . Och kanske, om konstruktionen av UA1 fick problem, skulle UA2-fysikerna göra upptäckten på egen hand.

UA2 dominerades av en kalorimeter där elektromagnetiska skurar från elektroner, positroner eller fotoner absorberades i den första delen (av bly) medan hadroner trängde in längre och deponerade det mesta av sin energi i den följande delen. Fokus var på att identifiera och mäta riktning och energi hos elektroner och positroner från sönderfall av W och Z . Det fanns inget magnetfält i den centrala detektorn och inga myondetektorer. Överst i Figur 4 visas UA2 som den såg ut 1987.

Sönderfallen man letade efter i UA2 var alltså

$$Z \rightarrow e^+e^- \quad , \quad W^- \rightarrow e^-\bar{\nu}_e \quad , \quad W^+ \rightarrow e^+\nu_e \quad ,$$

medan UA1 också sökte efter

$$Z \rightarrow \mu^+ \mu^- \quad W^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \quad W^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu \quad .$$

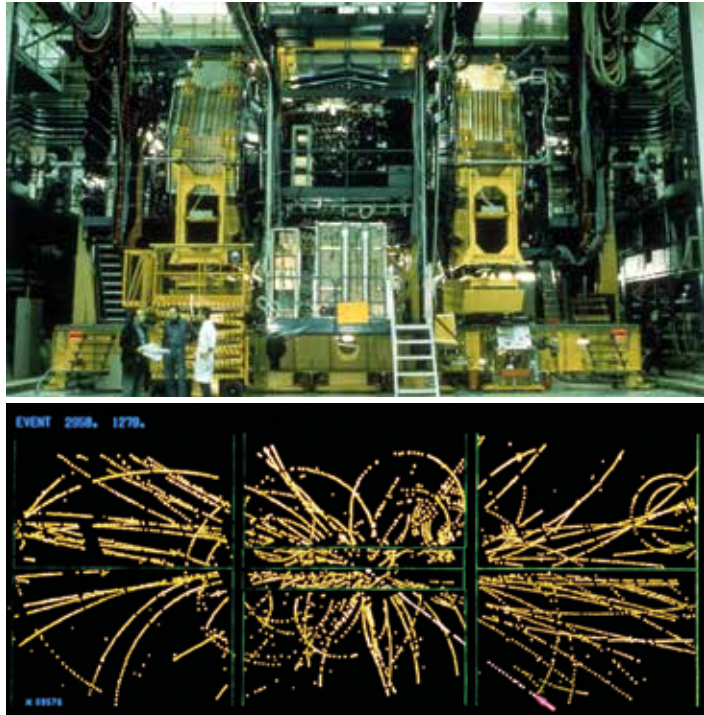
Att söka efter Z innebar att man beräknade invarianta massan för e^+e^- - eller $\mu^+\mu^-$ -par och sökte efter en resonanstopp. Bredden på toppen, som svarar mot livstiden för Z, förväntades vara ungefär $3 \text{ GeV}/c^2$.

I fallet W ger sönderfallet bara ett laddat spår. Neutrinon är osynlig, men man kan utnyttja rörelsemängdens bevarande; eftersom $p\bar{p}$ -systemet är i vila är totala rörelsemängden noll, så om man lyckas mäta alla partiklar utom neutrinon kan man rekonstruera dess riktning och energi. För att lyckas så bra som möjligt med detta var UA1-detektorn konstruerad så att den kunde detektera partiklar ned till $0,2^\circ$ från strålriktningen¹⁰.

Ett grundläggande mått på en kolliderares prestanda är luminositeten, som definieras av att antalet händelser per tid är produkten av luminositet och reaktionstvärsnitt. Under november och december 1982 kördes SPS-kollideraren med en luminositet som var tillräcklig för att man skulle förvänta sig en handfull W-sönderfall. Både UA1 och UA2 tog data, och de preliminära analysresultaten presenterades redan vid ett möte i Rom i januari 1983. Bland ungefär 10^9 $p\bar{p}$ -kollisioner hade UA1 hittat fem händelser som var förenliga med sönderfallet $W \rightarrow e\nu_e$. UA2 hade fyra kandidater av samma slag. Nedtill i Figur 4 visas hur en sådan händelse tedde sig i UA1:s centrala spårdetektor. Upplösningen är jämförbar med bubbelkamarbilder och ett för tiden mycket avancerat interaktivt grafiksysteem användes för att visualisera händelserna. Båda experimenten efterlyste mer statistik och analys för en definitiv slutsats om W:s existens. Mot slutet av januari sände UA1 ändå in sina resultat för publicering, vilket ledde till att CERN vid en presskonferens annonserade att man upptäckt W-partiklarna.

På sommaren 1983, med sju gånger så mycket data, rapporterade UA1 att man hittat fyra händelser med e^+e^- -par och en med ett $\mu^+\mu^-$ -par som tolkades som Z-sönderfall. UA2:s resultat kom ett par månader senare: man hade åtta e^+e^- -par, och eftersom man också hade bättre kontroll på energiskalan i kalorimetern kunde man ge den bästa bestämningen av värdet på Z-massan: $m_Z = (91,9 \pm 1,3 \pm 1,4) \text{ GeV}/c^2$, där den första osäkerheten är statistisk och den andra kommer från energikalibreringen. Samtidigt hade man bestämt W-massan till $m_W = (81,0 \pm$

¹⁰Det kan vara intressant att notera att det ursprungliga förslaget om en $p\bar{p}$ -kolliderare handlade om att upptäcka Z, eftersom W ansågs besvärligt.



Figur 4: Överst: UA2-detektorn i sin slutliga konfiguration. Nederst: Spår i driftkammaren i UA1 för en händelse där $W \rightarrow e\nu$. Pilen markerar spåret efter elektronen som har hög energi och därför inte avböjs särskilt mycket i magnetfältet (foto CERN).

$2,5 \pm 1,3$) GeV/c^2 genom en anpassning till den observerade fördelningen av transversell rörelsemängd (p_T) för elektronen (eller positronen) från sönderfallet $W \rightarrow e\nu_e$. Dessa värden stämmer med vad man förväntade sig från det kända värdet på Weinbergvinkeln. Genom att kombinera dem fick man att

$$\rho = \frac{m_W^2}{m_Z^2 \cos^2 \theta_W} = 1,004 \pm 0,052 \quad ,$$

där parametern ρ i standardmodellen har värdet ett. UA1 fann $\rho = 0,94 \pm 0,06$.

W och Z hade alltså upptäckts precis där modellen förutsagt att de skulle finnas. Det vågade projektet hade lyckats, och CERN och Europa hade tagit täten i jakten på fundamentala partiklar. Redan 1984 års Nobelpris gick till Rubbia och van der Meer för deras arbete med att göra upptäckten möjlig.

Under de följande åren förbättrades mätningarnas noggrannhet, och det gjordes också en mycket stor mängd andra studier. Man fann dock vare sig Higgsbosen eller toppkvarken¹¹. Den sista körningen av SPS som kolliderare gjordes 1990. Den kunde inte konkurrera med Fermilabs nya accelerator, Tevatronen, som användes som kolliderare med kollisionsenergien 1,8 TeV.

LEP-experimenten

I diskussionerna om experiment vid LEP anslöt sig de svenska experimentella grupperna i Stockholm, Uppsala och Lund till en gruppering som kallades COLLEPS. Namnet ansågs inte så lyckat, och hade ändrats till DELPHI (*DEtector for Lepton Photon and Hadron Identification*) då CERN 1982 begärde in förslag (*letters of intent*). Det blev till slut fyra experiment vid LEP som alla var brett inriktade mot att mäta så mycket som möjligt, men optimerade på lite olika sätt.

ALEPH och DELPHI hade supraleddande magneter och en ny typ av spårdetektor, *Time Projection Chamber* (TPC). Elektroner från partikelspår i en stor gasvolym får driva i parallella elektriska och magnetiska fält till en utläsningplatta som registrerar drifttid och läge och på så sätt ger en punkt i rummet. ALEPH och DELPHI, och något senare de andra experimenten, OPAL och L3, hade också kiseldetektorer med mycket god rumsupplösning (mikro-vertexdetektorer) alldeles utanför strålröret. De gjorde det möjligt att rekonstruera sönderfallsvertex mycket nära reaktionspunkten och på så sätt identifiera partiklar och bestämma livstider i pikosekundsområdet, framför allt för b-hadroner (med b-kvarkar) och tau-leptonen.

DELPHI hade två unika inslag. Det ena var en elektromagnetisk kalorimeter, ”*High Density Projection Chamber*”, där principen var densamma som i en TPC, men driftvolymen innehöll en mängd blylager som elektronerna drev mellan. På så sätt fick man en detaljerad bild av skurutvecklingen med ett begränsat antal utläsningkanaler, som i en TPC. Partikelgruppen i Stockholm arbetade med HPC från ett tidigt skede tills den var en fungerande del i DELPHI.

Det andra inslaget var detektorer som mätte vinkeln hos Tje-

¹¹Under en period 1984 presenterade Rubbia och andra medlemmar av UA1 vad man trodde var toppkvarken med en massa nära $40 \text{ GeV}/c^2$, ungefär där den förväntades ligga.

renkovstrålningen från laddade partiklar. Sådan strålning uppstår när en partikel rör sig genom ett medium snabbare än ljushastigheten (c/n där n är brytningsindex och c ljushastigheten i vakuum), och från vinkeln kan partikelns hastighet bestämmas. Om rörelsemängden mätts i magnetfältet kan också dess massa (och alltså identitet) fastslås. Dessa detektorer kallades RICH (*Ring Imaging CHerenkov*). Här spelade gruppen i Uppsala och Tord Ekelöf en framträdande roll.

Det fanns ytterligare ett experiment, Mark II, men det fanns inte vid LEP utan i Stanford där man byggt om linjäracceleratorn så att den accelererade e^+ och e^- som kolliderade utan att cirkulera i en lagringsring. Denna ”Stanford Linear Collider”, SLC, konkurrerade alltså med LEP, och den första observationen av $e^+e^- \rightarrow Z$ kom från Mark II alldeles innan LEP gick igång. LEP hade dock mycket bättre luminositet och kom att dominera fältet.

Fysik vid LEP

LEP var tänkt att göra precisionstester av standardmodellen. Genom att ställa in kollisionens energi på Z -resonansen ($m_Z c^2$) kunde man producera många storleksordningar fler Z -bosoner än vid SPS-kollideraren, och studera deras sönderfall.¹² Från det att den första testkörningen med kolliderande strålar påbörjats i augusti 1989 tog det mindre än tio minuter innan den första Z -partikeln detekterats. När körningarna vid Z -resonansen avslutades 1995 hade 17 miljoner Z -sönderfall registrerats.

Vid invigningen av LEP i november 1989 (Figur 5) hade de första fysikresultaten redan presenterats en månad tidigare. De gällde massan (energin) och bredden för Z -resonansen. Ju fler sönderfallskanaler, desto kortare livslängd och större bredd. Varje typ av neutrino bidrar med ungefär 150 MeV, och om det skulle finnas fler än de tre kända neutrinerna skulle bredden bli större. I diskussionerna inför LEP hade man oroat sig en del över om antalet neutriner kunde vara så stort att resonansen skulle bli så bred (och därmed låg) att den praktiskt taget försvann, men när LEP startade fanns en övre gräns på sju neutrinotyper från UA2. Figur 6 visar DELPHIs första resultat, baserat på 1066 Z -sönderfall. Det

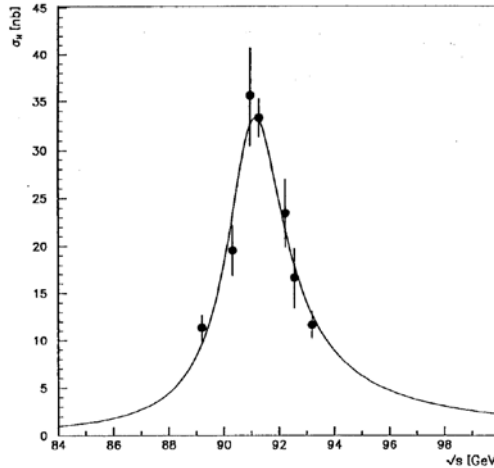
¹²Det hela kan jämföras med hur man på SLAC upptäckte J/ψ eftersom det totala antalet e^+e^- -reaktioner mångdubblades vid en viss energi, medan man i Brookhaven hade lagt ned en stor möda på att identifiera och rekonstruera ett litet antal elektronpar i en enorm bakgrund av hadroner.



Figur 5: Den högtidliga invigningen av LEP den 13 november 1989. CERNs dåvarande generaldirektör Carlo Rubbia syns i fronten till höger. Bland kungligheter och statschefer kan även författaren skymtas (foto CERN).

gav $N_\nu = 2,4 \pm 0,4$ neutrinotyper. De övriga experimenten hade värden något högre än tre. Det verkade alltså som om det inte fanns fler än tre generationer, och med ökande statistik och förfinad analys blev utrymmet för sönderfall till annat än de tre kända familjerna all mindre. Det kombinerade resultatet som rapporterades 1997 var $N_\nu = 2,993 \pm 0,011$. Tolkningen av detta är att de osynliga sönderfallen av Z mycket exakt svarar mot vad de tre kända neutrinotyperna ger, och att eventuella andra osynliga sönderfall måste vara mycket sällsynta.

Figur 7 visar reaktionstvårsnittet för hadronproduktion i e^+e^- -kollisioner som funktion av kollisionens energi (\sqrt{s}), i enheten millibarn (en barn är 10^{-28} m²). Blå punkter är mätvärden. De mycket smala röda topparna är (parametriseringar av) de $c\bar{c}$ - och $b\bar{b}$ -resonanser som diskuterats ovan. Den streckade gröna och den tunna röda kurvan är olika teoretiska beräkningar. LEP-resultaten syns till höger. Man kan se att Z -toppen är ”skev” och tvårsnittet förhöjt ovanför Z -massan. Det beror på att det inte bara är det vänstra diagrammet i Figur 8 som bidrar, utan även det till



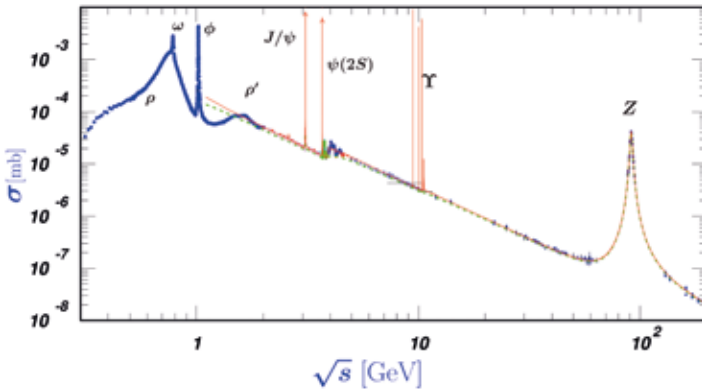
Figur 6: DELPHIs första resultat för reaktionstvårsnittet för $e^+e^- \rightarrow$ hadroner runt Z-resonansen, baserat på 1066 händelser. Kurvan är en anpassning där läge (massan hos Z), bredd och normalisering varierats (från CERN-EP/89-134).

höger. Genom att en foton sänds ut och för bort överskottsenergin kan e^+ och e^- mötas med rätt energier för att bilda en reell Z (med massan m_Z), vilket gör att den processen ger ett betydande bidrag.

En av de tester av standardmodellen som gjorts vid SPS-kollideraren var mätningen av framåt-bakåt asymmetrin i W-sönderfallen. Den svaga växelverkan bryter maximalt mot paritetsymmetrin i detta fall, och endast de vänsterhänta fermionerna (med spinnet motriktat rörelseriktningen) och de högerhänta antifermionerna växelverkar via W.¹³ Det betyder att när kvark och antikvark bildar en W blir dess spinn riktat längs \bar{p} -strålen, och om det är en W^+ som sönderfaller till $e^+\nu_e$ kommer e^+ att företrädesvis färdas i \bar{p} -riktningen. För sönderfall till e^- blir det tvärtom. UA1 visade att standardmodellen korrekt beskriver riktning fördelningarna.

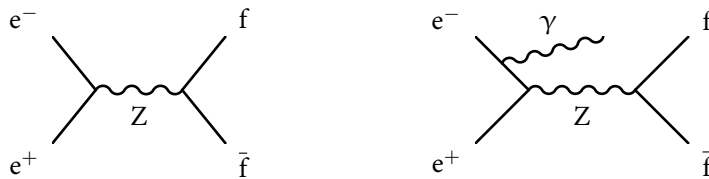
För $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow f\bar{f}$, där f betecknar en fermion, är det mer komplicerat. Både höger- och vänsterhänta komponenter kopplar till Z, men olika starkt, och på olika sätt för olika fermioner. Dessutom är processen till vänster i Figur 8 inte enda möjligheten att producera ett $f\bar{f}$ par. Även den i Figur 3, via en foton, kan göra det, och de båda möjligheterna svarar mot kvantmekaniska amplituder

¹³Detta gäller relativistiska partiklar, som här.



Figur 7: Reaktionstvårsnittet i för $e^+e^- \rightarrow \text{hadroner}$. Källa: Particle Data Group, 2022. Se texten för detaljer.

som måste adderas innan de kvadreras för att ge sannolikheter. Man får en interferensterm som kan ge effekter långt nedanför Z-toppen. Sådana effekter hade setts i PETRA innan LEP togs i bruk. Interferensen gör också att framåt-bakåt asymmetrierna byter tecken vid en kollisionsenergi nära m_Z .¹⁴ Standardmodellen förutsäger alltså dessa asymmetrier, som blir olika för olika fermioner i sluttillståndet.



Figur 8: Annihilation via Z. Diagrammet till höger, med en extra foton i sluttillståndet, är betydelsefullt för energier ovanför viloenegien för Z.

Genom att mäta tvårsnittet och asymmetrin för $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$ för olika kollisionsenergie kunde man alltså kontrollera om fermionen f (en kvark eller lepton) uppför sig som standardmodellen förutsäger. Men detta var alls ingen lätt uppgift! Det gällde att förstå de mycket komplexa detektorerna så att man kunde ta hänsyn till bakgrundsprocesser och detektionseffektiviteter. Varje experi-

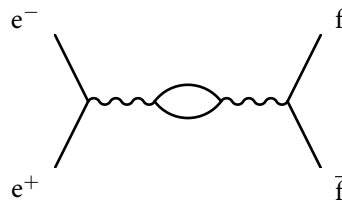
¹⁴Asymmetrin är positiv om den utgående fermionen tenderar att röra sig i den inkommande fermionens (elektronens) riktning, och negativ om antifermionen gör det.

ment måste också bestämma sin luminositet, och LEP optimeras så att den skulle bli så stor som möjligt.

Extra besvärligt är det när det gäller hadroniska sluttillstånd, från de 70% av Z-sönderfallen som går till ett kvark-antikvark par ($q\bar{q}$). Kvarkarna är ju inte fria utan bildar jetar av hadroner genom den starka växelverkan. Att beskriva detta enbart utifrån teorins fundamentala parametrar var omöjligt; man var hänvisad till fenomenologiska modeller. Här var modellen från teoretikerna i Lund, JETSET, oumbärlig. Genom att anpassa den till data kunde man producera simulerade händelser som gjorde det möjligt att tolka data och utveckla analysmetoder, både för studier av elektrosvaga processer och tester av teorin för stark växelverkan (QCD).

Det finns ingen exakt korrespondens, ens i princip, mellan kvarken som bildas i Z-sönderfallet och en jet, och att identifiera kvarkar via de partiklar som uppstår är besvärligt. För b-kvarkar går det att använda mikrovertexdetektorer eftersom b-hadroner har en kort livstid, men ändå tillräckligt lång för att flyktsträckan ofta ska kunna observeras. Även c-kvarkar går ibland att identifiera, och i DELPHI kunde man utnyttja RICH-detektorerna för att identifiera K-mesonerna (med s-kvarkar) från $s\bar{s}$ -händelser och bestämma s-asymmetrin, något som gjordes i Uppsalagruppen.

För $e^+e^- \rightarrow \ell^+\ell^-$ där ℓ är en av de laddade leptonerna finns inte dessa komplikationer, men det krävdes också omfattande beräkningar för att bestämma vad teorin faktiskt förutsade. I sådana beräkningar (högre ordningars störningsräkning) tas hänsyn till bidrag från en mängd andra diagram än de i Figur 8 och 3, som till exempel det i Figur 9 där ett virtuellt $f\bar{f}$ -par bildas och sedan annihileras igen.



Figur 9: Ett diagram av högre ordning till processen $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$. Ett virtuellt fermion-antifermionpar (som till exempel topp-antitopp) uppstår och annihileras igen.

Alla fyra LEP-experimenten publicerade alltmer precisa mätningar av Z-resonansen och dess sönderfallskanaler från 1989 och framåt, allteftersom metoder förbättrades och antalet registrerade

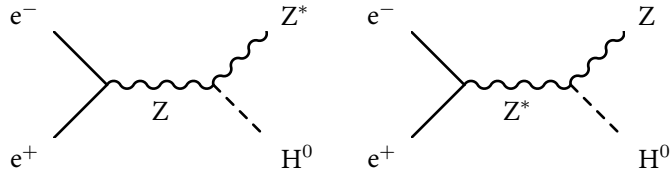
händelser ökade. Resultaten stämde med standardmodellen och innebar att parametrarna i den bestämdes allt bättre. Bland parametrarna fanns massorna hos toppkvarken och Higgsbosonen, eftersom de bidrar till resultaten som virtuella partiklar (som i Figur 9). I den kombination av data som gjordes 1995 fann man att LEP-resultaten gav toppkvarkens massa som $170 \text{ GeV}/c^2$ med en osäkerhet på ungefär $20 \text{ GeV}/c^2$. Samma år fastslog de två experimenten vid Tevatronen på Fermilab, CDF och D0, att de observerat toppkvarken. Deras sammanvägda resultat för massan var då $(180 \pm 12) \text{ GeV}/c^2$. Detta var en spektakulär bekräftelse av standardmodellen!

Jakten på Higgs partikel

Det brukar sägas att e^+e^- -kolliderare är maskiner för precisionsmätningar medan hadronkolliderare, som når högre energier, kan upptäcka nya tunga partiklar. Toppkvarkens upptäckt illustrerar detta mycket väl. När LEP startade var det redan klart att man inte skulle kunna producera den. Men LEP var inte bara till för precisionsmätningar. En central uppgift var att upptäcka Higgsbosonen.

Här hade LEP fördelen att Higgsfältet är kopplat till partiklars massa. Därför skulle Higgsbosonen, om den inte var för massiv, kunna produceras i förhållandevis stora mängder tillsammans med den tunga Z enligt diagrammet till vänster i Figur 10. Kopplingen till massa gör också att H^0 sönderfaller till det tyngsta tillgängliga. För de massor som var aktuella vid LEP var detta vanligen ett $b\bar{b}$ -par. Den virtuella Z -partikeln kan sönderfalla till ett par av kvarkar eller leptoner. Speciellt reaktionen $e^+e^- \rightarrow H^0e^+e^-$ sågs som lovande eftersom det skulle gå att identifiera de två isolerade elektronerna, mäta deras energier i den elektromagnetiska kalorimetern, och därifrån beräkna massan hos Higgsbosonen. I Stockholm visade Gösta Ekspong och undertecknad att upplösningen skulle räcka för att upptäcka Higgsbosonen i massområdet runt $10 \text{ GeV}/c^2$, vilket ansågs som det mest sannolika.

När sedan LEP gick igång satte OPAL mer eller mindre direkt en undre gräns för Higgsmassan (m_H) vid $19,3 \text{ GeV}/c^2$, så det "mest sannolika" området var uteslutet. Att det gick så fort berodde på att man också sökte i kanalen $H^0\nu\bar{\nu}$; Z går till $\nu\bar{\nu}$ i 20% av fallen, men till e^+e^- i bara 3%. Man kan visserligen inte se neutronerna, men de bär med sig energi och rörelsemängd så



Figur 10: Diagram för produktion av standardmodellens Higgsboson för kollisionsenergi vid Z-resonansen och ovanför den. Asterisk betecknar en virtuell Z-partikel.

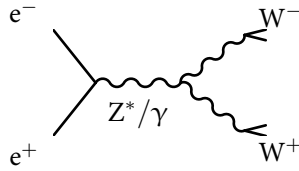
produkterna från H^0 -sönderfallet balanserar inte varandra, och den obalansen var en tillräckligt bra signatur till att börja med. Efter något år kunde man också leta efter tecken på b-kvarkar med hjälp av mikrovertexdetektorerna.

För att kunna utnyttja osynliga neutriner måste detektorn vara sådan att den inte missar andra partiklar, till exempel fotoner, genom att den har områden ("hål") där ingen detektion sker. Det hade DELPHI. Man hade inte insett vikten av en "hermetisk" detektor från början, och det fanns ett område som utnyttjats för kablar, ungefär 40° från strålriktningen som, likt ögats blinda fläck, saknade fotondetektion. Så småningom instrumenterades området med enkla detektorer, något som Stockholmsgruppen var delaktig i.

Alla experiment fortsatte sökandet i kanalerna $H^0\nu\bar{\nu}$, $H^0e^+e^-$ och $H^0\mu^+\mu^-$, utan framgång. Den undre gränsen blev bättre (högre) i och med att datamängden ökade och metoderna utvecklades med till exempel användning av neurala nätverk. Experimenten konkurrerade om att upptäcka Higgspartikeln, eller i alla fall ha den bästa gränsen, men med ökande m_H och en alltmer virtuell Z^* avtar tvärsnittet för reaktionen, samtidigt som bakgrunden ökar. När den kombinerade gränsen började närma sig $m_H = 70 \text{ GeV}/c^2$ tog det stopp.

LEP II

Genom att öka kollisionsenergin långt över Z-resonansen skulle det gå att nå högre Higgsmassor, och i planeringen av LEP hade man också förutsett en möjlig andra fas med högre energi, som kom att kallas LEP II. Den skulle ge möjlighet att leta efter nya tunga partiklar, inte bara H^0 , utan även ny fysik utanför standardmodellen. Under perioden 1995-2000 ökades energin gradvis till $209 \text{ GeV}/c^2$ genom att accelerationskaviteter byttes ut mot supraleddande sådana samtidigt som man optimerade inställningarna.



Figur 11: Diagram för parproduktion av W-bosoner vid LEP II.



Figur 12: Parproduktion av Z-bosoner rekonstruerad i DELPHI. Den ena sönderfaller till $b\bar{b}$ och ger två jetar, den andra till $\mu^+\mu^-$ (de två ljusa spåren). Kalorimetrarna i framåt- och bakåtriktningen visas, liksom vissa träffade detektorelement (foto: Klas Hultqvist).

Vid körningar på Z-toppen är tvärsnittet mycket högt. Man får många händelser, och 70% är $Z \rightarrow q\bar{q}$. Oftast ger det två jetar, men det kan bli fler om det till exempel bildas gluoner med hög energi. Det är anledningen till att man från början inte letade efter händelser med fyra jetar från $e^+e^- \rightarrow H^0Z \rightarrow b\bar{b}q\bar{q}$, trots att det skulle vara den vanligaste kanalen. Bakgrunden var enorm.

När energin höjdes till nästan dubbla Z-massan ändrades situationen radikalt. Higgsbosonen skulle kunna bildas tillsammans med en reell Z så länge energin var tillräcklig (det högra diagrammet i Figur 10), och eftersom det totala tvärsnittet var mycket lägre var det nu också lönt att söka efter sluttillstånd med fyra jetar. Bakgrunden var annorlunda nu; förutom $q\bar{q}$ -par, via en virtuell Z eller tillsammans med en foton som i Figur 8, var det vanligt med händelser med fyra fermioner. Figur 11 illustrerar en process där två W-bosoner sönderfaller till fermioner och Figur 12 visar en händelse med två Z-bosoner i DELPHI.

Återigen kunde man gradvis nå känslighet för allt högre mas-

sor, nu för att kollisionens energi höjdes efter hand. När LEP år 2000 pressats till sitt yttersta ($209 \text{ GeV}/c^2$) detekterade ALEPH ett par händelser som såg ut som fyra jetar från H^0Z med m_H nära $115 \text{ GeV}/c^2$ (DELPHI hade ett litet underskott jämfört med förväntad bakgrund). ALEPH:s resultat ledde till en hel del heta känslor eftersom LEP nu skulle stängas av just när det såg ut som om upptäckten av Higgsbosonen var på gång, och det argumenterades för ytterligare körningar. Några sådana blev det dock inte; LEP stängdes av den 2 november 2002 och monterades ned för att ge plats för CERNs nästa projekt, *Large Hadron Collider* (LHC), som skulle installeras i samma tunnel (se artikel av Sten Hellman i denna upplaga av Kosmos). Den slutgiltiga undre gränsen för m_H från LEP blev $114,4 \text{ GeV}/c^2$.

Man letade också efter andra nya partiklar vid LEP II, framför allt så kallade supersymmetriska sådana (se artiklar av Johan Rathsmann och Else Lytken). Det var dock inte bara en maskin för att producera nya partiklar, även precisionsstudierna av standardmodellen fortsatte. Speciellt studerades reaktioner som till exempel i Figur 11, där gaugebosoner kopplar till varandra, men även tvärsnitt för $f\bar{f}$ -produktion, asymmetrier med mera mättes. Resultaten för tvärsnittet för hadronproduktion vid LEP II finns återgivna i Figur 7.

År 2002 användes värdet på toppmassan från Tevatronen, $(174,3 \pm 5,1) \text{ GeV}/c^2$, LEP-data och data från lägre energier av LEP-arbetsgruppen för en anpassning av standardmodellens parametrar. Anpassningen var överlag bra. Framåt-bakåt asymmetrin för b-kvarkar avvek en del (nästan tre standardavvikelser). Det skulle möjligen kunna vara ett tecken på att något inte stämmer, men räcker inte för mer än spekulationer. Resultatet för Higgsmassan blev $m_H = 81_{-33}^{+52} \text{ GeV}/c^2$. Det var tydligt att om standardmodellen stämde fanns Higgsbosonen alldeles ovanför LEPs räckvidd. Det gjorde den mycket riktigt också! (Se artikel av Ingelman och Strandberg i KOSMOS 2010, samt Jonas Strandbergs artikel i denna upplaga.) Nu hade standardmodellen gått från att vara just en modell till att bli en mycket framgångsrik och exakt teori som förutsade eller beskrev alla fundamentala partiklar och deras växelverkan.

Alla partiklar? Nej, det fanns en liten men betydelsefull del av naturen som inte riktigt passade (se artikel av Olga Botner i KOSMOS 2019). Sedan 1960-talet hade det rapporterats att neut-

rinoflödet från solen inte var det förväntade, och under 1990-talet bekräftades detta av Kamiokande-experimentet i Japan, som också såg att det saknades neutriner från reaktioner i jordens atmosfär. År 2002 visade sedan *Sudbury Neutrino Observatory* i Kanada att flödet från solen var det förväntade men att neutriner bytt identitet på vägen och inte anlände som elektronneutriner. Att allt detta är möjligt innebär att neutrinerna har massor, men i standardmodellen är de masslösa. Neutrinernas massor har inte kunnat bestämmas, men de är onaturligt små jämfört med de andra fermionernas (åtminstone tiotusentals gånger mindre än elektronmassan). Att utöka standardmodellen med neutrinomassor är möjligt, men det är inte klart vilket sätt som är det rätta, och det kan involvera ny fysik. Kanske kan studiet av neutriner, som gav den första experimentella bekräftelsen av standardmodellen för 50 år sedan, också ge ledtrådar till vad som ligger bakom den.



Vidare läsning

- Botner, O. (2019). Den besynnerliga neutrinon. *Kosmos 2019*, 30-51.
- Di Lella, L. och Rubbia, C. (2015). *Advanced Series on Directions in High Energy Physics; 60 Years of CERN Experiments and Discoveries* (s. 137–163). World Scientific.
- Haidt, D. (2019). The discovery of weak neutral currents. I M. Cribier, J. Dumarchez och D. Vignaud, *International Conference on History of the Neutrino: 1930-2018, 5-7 september 2018*. AstroParticle and Cosmology Laboratory.
- Holmgren, S.-O. (2015). Novemberrevolutionen i Elementarpartikelfysiken. *Kosmos 2015*, 45-59.
- Ingelman, G. och Strandberg, J. (2012). Higgspartikeln upptäckt — äntligen!. *Kosmos 2012*, 7-24.
- Panoutsopoulos, G. och Arabatzis, T. (2021). CERN's Balancing Act Between Unity and Disunity: The "Sister Experiments" UA1 and UA2 and CERN's First Nobel Prize. *Phys. Perspect.*, 23, 181–201.
- Shopper, H. (1991). LEP: A Historical Introduction. *Philos. Trans. R. Soc. Lond. A* 336, 179–189.
- Myers, S. (2019, 11 september). The greatest lepton collider, Cern Courier.
<https://cerncourier.com/a/the-greatest-lepton-collider/>

