

Elementarpartikelfysik – sammanfattning

(baserad på anteckningar av Sten Hellman)

- Spridningsexperiment, tvärsnitt
- Standardmodellen:
 - Klassificering av partiklar (baryon, lepton, kraftförmedlare, ...)
 - Egenskaper hos partiklar (elektrisk laddning, isospinn, ...)
 - Kopplingar mellan partiklar (elektron $\leftrightarrow$ foton, kvark $\leftrightarrow$ gluon, ...)
- Processer
 - Bevaringslagar
 - Feynmandiagram
 - Växelverkan
 - Produktion
 - Speciella egenskaper hos stark kärnväxelverkan (hadronisering, ...)
- Partikelfysikens verktyg
- Öppna frågor

1 Experimentell grund

Se utdelade bilder.

1.1 Spridningsexperiment

I stort sett all modern partikelfysik arbetar med andra partiklar än de som “finns naturligt” (åtminstone finns de inte lätt tillgängligt i naturen omkring oss). Man måste alltså först skapa dessa andra partiklar, för att sedan kunna studera deras egenskaper. Detta görs i accelerators där partiklar (och ibland antipartiklar) accelereras till höga energier och sedan får kollidera. Deras rörelseenergi kan då omvandlas till massa hos de nya partiklarna. Det kallas ett spridningsexperiment.

När nya partiklar skapas måste man dels övertyga sig om att just de partiklar man letar efter har skapats, dels försöka studera deras egenskaper. Nuförtiden undersöker man ofta instabila partiklar som sönderfaller innan de själva hinner detekteras. Men eftersom många kvanttal bevaras, liksom energi och rörelsemängd, kan egenskaper hos instabila partiklar bestämmas genom att mäta egenskaper hos deras *sönderfallsprodukter*, och sönderfallsprodukternas banor i detektorn.

1.2 Tvärsnitt

Tvärsnitt har ni stött på tidigare (se t.ex. Dunlap sektion 3.2). Tvärsnitt är i stora drag ett sätt att kvantifiera hur “mycket” några partiklar växelverkar med varandra. Om partiklarna inte växelverkar alls är tvärsnittet noll. Om de växelverkar, representerar tvärsnittet en “ekvivalent area” hos en “måltavla”, dvs. ju mindre tvärsnitt desto mer sällan “träffar partiklarna måltavlan” (växelverkar). Det är ett naturligt begrepp i de spridningsexperiment man oftast förlitar sig på i elementarpartikelfysik.

Man skiljer på

- differentiellt tvärsnitt $d\sigma/d\theta$ (som beror på vinkeln θ som man betraktar kollisionen från)
- totalt tvärsnitt σ (det förra integrerat över alla vinklar)

Om man vet $d\sigma/d\theta$ kan man alltså enkelt räkna ut σ , så det förra innehåller mer information. I den här kursen kommer vi mest att ägna oss åt totala tvärsnitt.

1.3 Teoretiska verktyg för att räkna ut tvärsnitt

Elementarpartikelfysiken arbetar med en lite större verktygslåda jämfört med vad ni lärt er tidigare under denna kurs:

- relativistisk kinematik: $E^2 = m^2c^4 + p^2c^2$ (eller i enheter där man satt $c = 1$) $E^2 = m^2 + p^2$.
- kvantfältteorier — partiklarna kan skapas och förstöras.

Men mycket av det ni lärt er i kvantmekaniken går att använda, och många begrepp är desamma. Vi kommer inte att räkna ut några tvärsnitt från grundprinciper i den här kursen (det hör till kvantfältteori), men det är bra att förstå översiktligt vad det är man egentligen räknar ut.

Som vi diskuterar i föreläsningarna är “S-matrisen” ett centralt koncept i partikelfysik. S-matrisen mellan två kvanttillstånd $|a\rangle$ och $|b\rangle$ är

$$S_{ba} = \langle b|S|a\rangle$$

(i spridningsexperiment har man först $|a\rangle$, s.k. “in-tillstånd” som man skickar in, och sedan $\langle b|$, som med S -operatoren är ett “ut-tillstånd” som kommer ut). S_{ba} är alltså en matris eftersom den säger hur olika tillstånd kan omvandlas till varandra. I praktiken räknar man inte ut hela matrisen, utan man tittar på vissa matriselement, som S_{ba} ovan för vissa givna “in”- och “ut”-tillstånd.

Man delar upp matrisen i två termer, $\mathbf{S} = \mathbf{1} + \mathbf{KM}$, där $\mathbf{1}$ är enhetsmatrisen, $\mathbf{K}$ är en kinematisk faktor som är relativt lätt att bestämma, och $\mathbf{M}$ är den kvantmekaniska interaktionsamplituden som vi är intresserade av. Övergångssannolikheten P mellan $|a\rangle$ och $|b\rangle$ är då (analogt med optik!)

$$P(a \rightarrow b) = |M_{ab}|^2 \quad \text{för } a \neq b$$

Från sannolikheten $P(a \rightarrow b)$ får man ut differentiella tvärsnitt $d\sigma/d\theta$, som man sedan kan jämföra med experiment.

Som vi diskuterat på föreläsningar beror det på *kopplingar* mellan partiklarna huruvida de här någon övergångssannolikhet alls. Kopplingarna mellan kända partiklar har uppmätts “baklänges” via spridningsexperiment och är en viktig ingrediens i standardmodellen.

2 Standardmodellen

Beskriver vår värld i termer av materiepartiklar och de krafter som verkar mellan dem:

2.1 Materia

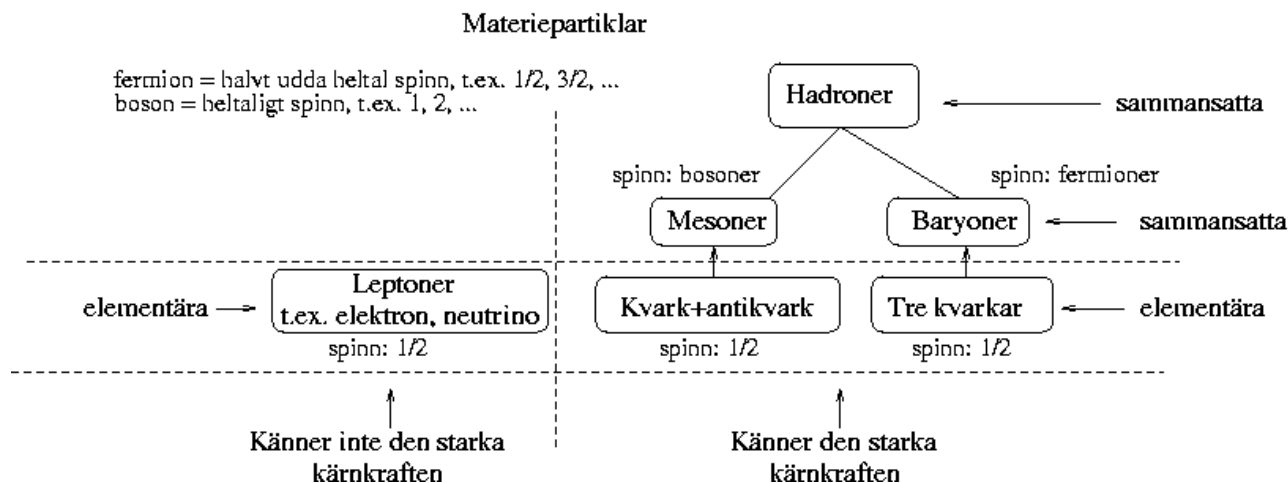
De partiklar vi idag betecknar som “elementära”, vilket helt enkelt betyder att man inte har upptäckt någon substruktur hos dem, är *kvarkar* och *leptoner*. De brukar grupperas så här, och vi kommer senare att gå in på varför:

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix} \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix} \quad \text{kvarkar}$$

$$\begin{pmatrix} e \\ \nu_e \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mu \\ \nu_\mu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tau \\ \nu_\tau \end{pmatrix} \quad \text{leptoner}$$

De olika sorterna av kvarkar och leptoner brukar kallas “smaker” eller “aromer” (eng. *flavor*), så att en “kvarksmak” är *u*, en är *c*, osv. (Man hittar på sådana här ord för att inte blanda ihop de olika egenskaperna; vi kommer att se flera andra egenskaper.) Partiklar klassificeras också bl.a. med avseende på om de har spinn 0, 1, 2,... eller spinn 1/2, 3/2, 5/2, ... Materiepartiklarna ovan har spinn 1/2, dvs. de är *fermioner*, så de följer Pauliprincipen. Det betyder bland annat att de inte kan skapas eller förintas en och en utan bara tillsammans med en annan fermion.

Kvarkar har aldrig observerats i fritt tillstånd (vi skall snart se varför, när vi diskuterar den starka kraften). I naturen observerar vi istället dels leptoner, dels *hadroner*, som är partiklar sammansatta av kvarkar.¹



3 Krafter

(I den här kursen bortser vi i stort sett helt från gravitationen, av två skäl: dels har den i de reaktioner vi beskriver ingen betydelse pga. sin svaghet, dels är gravitationen den enda kraft som ännu inte kan beskrivas som en konsistent kvantfältteori. Detta är ett av de mest spännande fälten inom teoretisk elementarpartikelfysik, men det har ännu inte lett till några resultat som kan sägas ge en komplett bild)

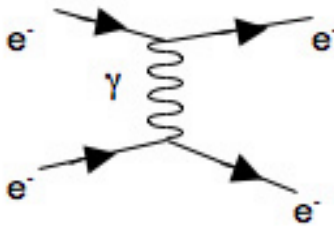
Krafter beskrivs som utbyte av fältkvanta, vi har:

Växelverkan	utbytespartikel	spinn	massa	räckvidd	kopplar till	relativ styrka
Stark	gluoner	1	0	10^{-15} m	kvarkar, gluoner	1
Elektromagnetisk	foton	1	0	oändlig	elektrisk laddning	10^{-2}
Svag	$W^{\pm}$ Z	1	80 / 90 GeV	10^{-18} m	svag laddning	10^{-5}
Gravitation	graviton	2	0	oändlig	energi och rörelsemängd	10^{-39}

Kraftförmedlarna är bosoner med heltaligt spinn $\Rightarrow$ de kan skapas och absorberas en och en.

Krafterna beskrivs elegant av sk. “gauge-teorier” (eng. *gauge* = “kalibrera”) och kraftförmedlarna kallas också *gauge-bosoner*. All växelverkan mellan elementarpartiklar beskrivs som ett utbyte av gauge-bosoner, t.ex.:

¹Ordet “partikel” implicerar alltså inte “elementarpartikel”. Hadroner, t.ex. protonen, är exempel på partiklar som inte är elementarpartiklar, just därför att de är sammansatta.



elektronerna utbyter en foton - ett elektromagnetiskt fältkvantum och repelleras. Även attraktion kan beskrivas på detta vis.

Den här bilden av kraften mellan två elektroner kan verka lite konstig. Vad får elektronen att skicka ut en foton just vid ett visst ögonblick? Det är här kvantmekaniken kommer in: förutsatt att partiklar har en "koppling" sinsemellan (i bemärkelsen ovan) finns det en viss sannolikhet att de konverterar fram och tillbaka. I det här fallet har elektronen en viss sannolikhet att "konvertera till en elektron och en foton", alltså skicka ut en foton. Mer allmänt, som vi kommer att se senare, kan partiklar konvertera till helt andra partiklar och inte bara skicka ut partiklar.

Så den här bilden är en kvantmekanisk (mikroskopisk) beskrivning av det vi makroskopiskt betecknar som "elektromagnetisk kraft" mellan två elektroner.

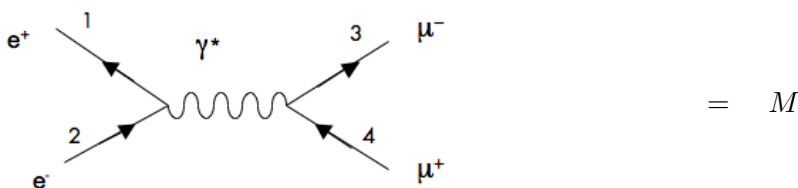
4 Feynmandiagram:

Skissen ovan är exempel på ett Feynmandiagram. De används mycket och är ett utmärkt visualiseringsverktyg. När vi ritar Feynmandiagram kommer dessa att beskriva processer som äger rum i verkligheten om vi följer ett antal allmänna regler:

1. Energi och rörelsemängd bevaras i varje *vertex* (knutpunkt).
2. Elektrisk laddning bevaras i varje vertex.
3. Heldragna linjer med pilen i tidsriktningen representerar fermioner. Linjer med pilen mot tidsriktningen representerar antifermioner. Dessa linjer måste vara kontinuerliga.
4. Streckade / vågiga / krulliga linjer representerar bosoner — dessa kan ha ändpunkter vid vertex.
5. Linjer som lämnar diagrammet representerar reella partiklar som kan observeras och uppfyller $E^2 = m^2c^4 + p^2c^2$.
6. Interna linjer representerar reella eller virtuella partiklar.
7. Tidsordningen mellan interna vertex är obestämd i princip (s.k. Lorentz-invariants), men i den här kursen tänker vi oss att tiden går åt höger i diagrammet.

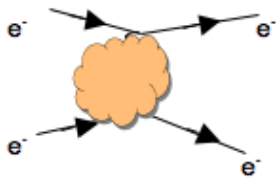
Observera att Feynmandiagram inte bara är snygga bilder. Om vi förutom de allmänna reglerna också tillämpar speciella regler för respektive växelverkan så är diagrammen en sorts matematisk stenografi: det finns väl definierade regler för hur ett diagram skall omsättas i ett uttryck för en amplitud.

Logiken är då:

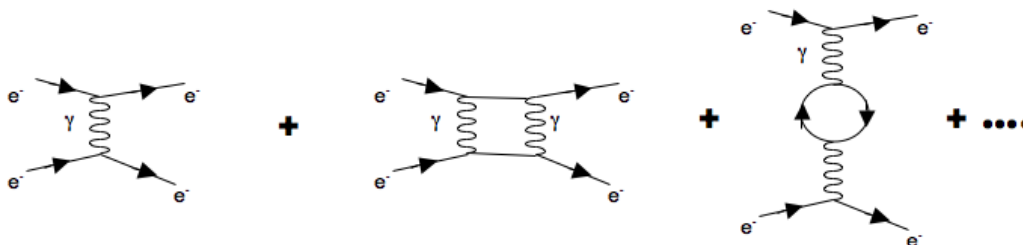


där vi tog upp amplituden M ovan. Ur detta kan man beräkna en sannolikhet proportionell mot $|M|^2$ för

denna process. I allmänhet bidrar flera diagram till samma process. Är vi intresserade av t.ex. $e^-e^- \rightarrow e^-e^-$



så måste i princip alla processer som kan bidra räknas med:



Den elektromagnetiska kopplingen mellan foton och elektron är proportionell mot elektronens laddning e . Varje gång vi för in två nya vertex så inför vi en faktor e^2 i amplituden. (Vilken potens av e har de olika diagrammen ovan totalt?) Det är därför praktiskt att definiera *finstrukturkonstanten*, $\alpha = e^2/\hbar c \approx 1/137$. I den meningen är Feynmandiagram en *störningsräkning* i kopplingskonstanten. Det andra diagrammet är t.ex. mindre än det första med ungefär en faktor α , så för en del (men långt ifrån alla) ändamål kan man försumma det andra diagrammet.

Inom den här kursen använder vi inte Feynmandiagram som ett matematiskt hjälpmedel, men väl som ett hjälpmedel för att förstå partikelfysik. Bevaringsregler följer naturligt om vi lär oss reglerna för hur vi kan konstruera Feynmandiagram för de olika växelverkningarna.

Vi börjar med diagram som $e^-e^- \rightarrow e^-e^-$ ovan, som representerar växelverkan via utbyte av en kraftförmedlare. Senare i den här sammanfattningen går vi över till *produktion*, som i diagrammet $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ ovan, där elektronen och positronen *producerar* en myon och en antimyon.

5 Elektromagnetisk växelverkan

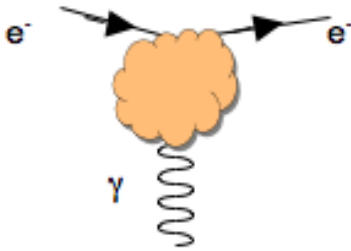
Den enda av de krafter som vi betraktar här som märks makroskopiskt. Elektromagnetismen är t.ex. ansvarig för att binda elektroner till kärnor för att forma neutrala atomer.

Vi kan generalisera regeln för elektronen ovan som följer: varje vertex där en foton kopplar till en fermion med elektrisk laddning q ger ett bidrag till amplituden M som är proportionellt mot q . Man säger att "fotonen kopplar till q ". Då har vi också fått med i beskrivningen att elektriskt neutrala partiklar, dvs. $q = 0$ (neutriner, gluoner) inte växelverkar elektromagnetiskt.

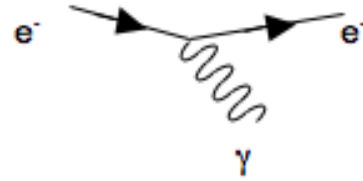
Vid elektromagnetisk växelverkan är fermionen f som går in i vertex av samma typ som den som går ut, vi har till exempel aldrig observerat $\mu \rightarrow e\gamma$.

Vi betraktar några viktiga processer som exempel:

Bremsstrahlung kallas den process där en laddad partikel sänder ut fotoner:



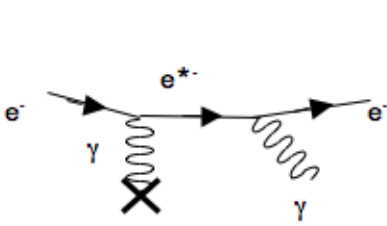
Vad finns i molnet?
Det är inte



Detta skulle strida mot regeln att energi och rörelsemängd bevaras i varje vertex eftersom:

$$\left. \begin{aligned} E_1 &= E_2 + E_\gamma \\ \mathbf{p}_1 &= \mathbf{p}_2 + \mathbf{p}_\gamma \\ E_1^2 &= m_1^2 c^4 + \mathbf{p}_1^2 c^2 \end{aligned} \right\} \text{ inte har någon lösning för } m_1 = m_2 \text{ och } m_\gamma = 0.$$

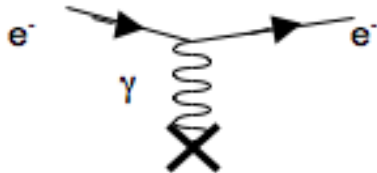
Bremsstrahlungsprocessen måste i stället beskrivas som



där  betecknar växelverkan med en atom eller en kärna och e^* betecknar en virtuell elektron som inte uppfyller $E^2 = m^2 c^4 + p^2 c^2$, vilket är möjligt eftersom e^* betecknar en intern linje i diagrammet. Minns att virtuella partiklar måste emitteras och absorberas inom ett diagram, de kan ej propagera fritt!

⇒ Bremsstrahlung förekommer inte i vakuum!

Jonisering / Excitation



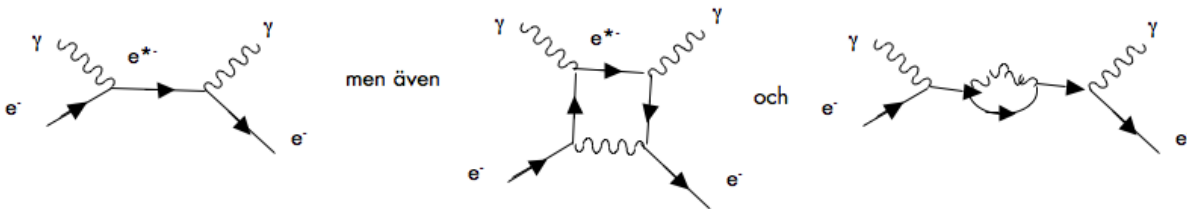
Alla laddade partiklar som rör sig i ett medium förlorar energi på detta sätt.



lämnar en exciterad eller joniserad atom

efter sig, detta är i de flesta detektorer grunden för att detektera elementarpartiklar (t.ex. Geiger-Müller-rör)

Comptonspridning, processen där en foton sprids mot en fri elektron:



5.1 Den elektromagnetiska laddningens avståndsberoende

Det tredje diagrammet i elektronspridningen i avsnitt 4, det som har en “cirkel med pilar” i mitten, kan ses som en *ändring av den elektromagnetiska kraftens styrka*. Det kan vara lite svårt att förstå och vi kommer inte att gå igenom det i detalj. Bildligt talat skapar elektronen elektron-positron-par runt sig (“cirkeln” i diagrammet) som bildar ett “moln”. Paren uppför sig som pyttesmå elektriska dipoler, som i sin tur bidrar till det elektromagnetiska fältet som uppmäts på makroskopiska avstånd. Mikroskopiskt (vid höga energier hos acceleratoren) kan man penetrera “molnet” av elektron-positron-par. Kraften på en testpartikel ökar alltså –

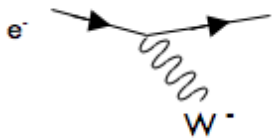
för väldigt små avstånd – när avståndet till källan minskar, *utöver* ökningen som kommer av coulombkraftens vanliga avståndsberoende $F \propto 1/r^2$.

Det kan ses som att själva elektromagnetiska kopplingen är avståndsberoende för väldigt korta avstånd, $\alpha(r)$ istället för $\alpha = e^2/\hbar c$. Men då måste ändå gälla att “utanför molnet” har vi den vanliga kraftstyrkan, så $\alpha(r = \infty) = e^2/\hbar c$, den elektromagnetiska kraftstyrkan vi vanligtvis ser.

Kopplingens (kraftstyrkans) avståndsberoende är också ett viktigt koncept för de andra krafterna, men här tog vi den elektromagnetiska kraften som exempel.

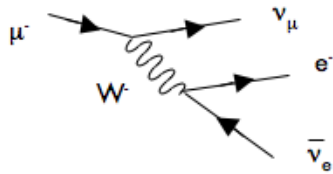
6 Svag Växelverkan

Har mycket begränsad räckvidd och märks ej makroskopiskt. Den svaga växelverkan manifesteras t.ex. vid radioaktiva sönderfall men har också enorm astrofysikalisk betydelse då det är den svaga växelverkan som är ansvarig för flera av de processer som genererar energi i stjärnor. Den svaga växelverkan förmedlas av dels de elektriskt laddade W-bosonerna, dels av den elektriskt neutrala Z-bosonen.

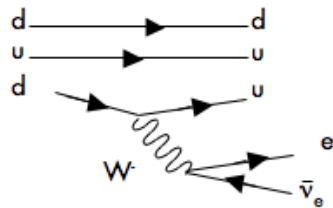


Vi betraktar först den del av den svaga växelverkan som förmedlas av W-utbyte. Om den elektriska laddningen skall bevaras i detta vertex kan inte fermionen som lämnar vertex vara en elektron. Detta gäller allmänt: **vid vertex där en fermion kopplar till en W-boson så förändras den deltagande fermionens identitet**. W-bosonerna kopplar till ett par av fermioner, mer specifikt till de par som står inom samma parentes i tabellen över materiepartiklar i avsnitt 2.1.

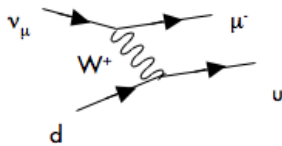
Andra exempel är μ -sönderfall:



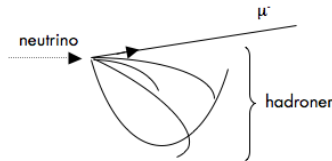
och β -sönderfall beskrivet på kvarknivå:



Den svaga växelverkan studerades under 60- och 70-talen i experiment där neutrino-strålar sändes in mot bubbelkammare, dvs. i princip mot nukleoner. I princip beskrivs dessa processer av diagrammet till vänster:



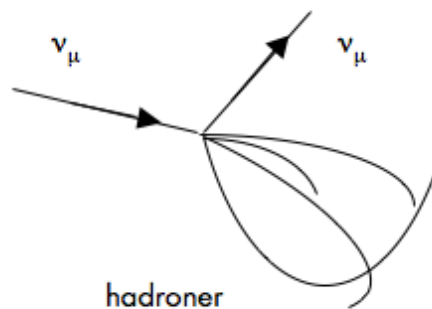
Men om neutronen har hög energi överförs så mycket energi till kvarken så att nukleonen bryts upp i ett antal hadroner. Så slutresultatet blir inte bara att en neutron omvandlas till en proton, utan oftast bildas ett antal hadroner. Mer om detta senare.



1973 upptäcktes en helt ny typ av händelser i bubbelkammaren Gargamelle på CERN:



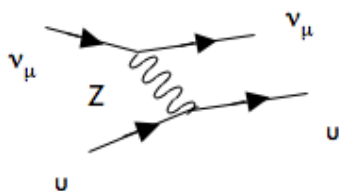
Dessa händelser tolkades som:



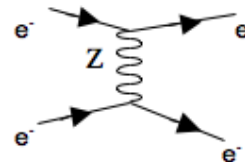
Alltså ingen myon i sluttillståndet!

Det vill säga svag växelverkan utan utbyte av elektrisk laddning. Denna typ av process kallas **neutrala strömmar**.

Denna typ av växelverkan förmedlas av en neutral gauge-boson: Z . I ett vertex **där en fermion kopplar till en Z har fermionen samma identitet in som ut ur vertexet**. Till exempel:



Men även:

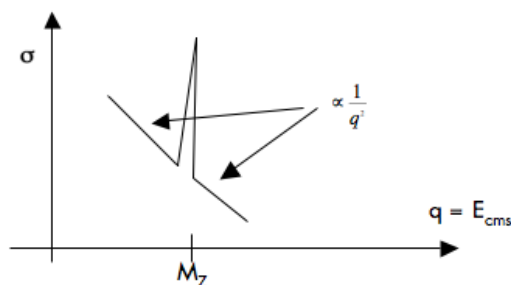
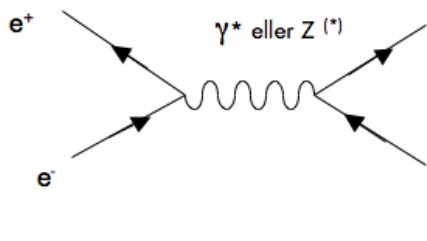


Om vi jämför med avsnitt 4 så verkar det här lite förvirrande: svag växelverkan bidrar också till e^-e^- -spridning! Den elektromagnetiska kraften studerades i detalj långt före 1973. Hur kan det då komma sig att man inte upptäckte denna typ av växelverkan före 1973?

Svaret är ganska enkelt: Z var för tung för att producera. En av de karakteristiska egenskaperna hos svag växelverkan är dess extremt korta räckvidd, ca 10^{-18} m, vilket förklaras av den stora massan hos utbytespartiklarna, $M_W \approx 80 \text{ GeV}/c^2$, $M_Z \approx 90 \text{ GeV}/c^2$.

Man kan visa i kvantfältteori att en intern Z -linje (en s.k. "propagator") bidrar med en term $\propto \frac{1}{q^2 - M_Z^2 - i\Gamma}$ till amplituden för spridningsprocessen, där q^2 är masscentrumenergin i kvadrat och Γ är "bredden" (lite mer om det senare).

Det ger en kraftig undertryckning av Z -utbyte relativt fotonutbyte (i de processer där bägge kan förekomma) om inte $q^2 \approx m_Z^2$. Ett viktigt exempel på när detta kan vara fallet är partikelproduktion vid e^+e^- -kollisioner vid höga energier (diagrammet ovan till höger roterat 90 grader):

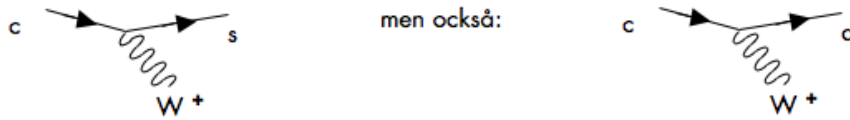


7 W-bosonens koppling till kvarkar*

I studiet av kvarkars sönderfall via den svaga växelverkan noterade man tidigt ett antal svårigheter. Det första symptomet var egentligen att det svaga sönderfallet i neutronens sönderfall inte verkar ha samma styrka som

sönderfallet av särkvarken till en uppkvark. Däremot hade man sett att när till exempel en pi-meson sönderfaller till en myon (och antineutrino) så har den svaga kraften samma styrka som när pi-mesonen sönderfaller till en elektron.

Historiskt så löstes problemet av teoretiker innan charmkvarken upptäcktes (det var till och med så att existensen av charm-kvarken kunde förutsägas just av denna teori) men problemet blir enklare att förstå om vi betraktar charm-kvarkens sönderfall via svag växelverkan. Detta sönderfall kan ske på två sätt:



Även om vi inte tar hänsyn till att fasrymden är större för den lättare ned-kvarken så sker sönderfallet $c \rightarrow d$ med *lägre sannolikhet* än $c \rightarrow s$. Men det är ändå slående att W-bosonen inte enbart kopplar ihop kvarkar ur samma familj! (Jämför “familjeuppdelingen” i 2.1).

Förklaringen är att det kvantmekaniska tillstånd som är egentillstånd för den svaga växelverkan inte är ett mass-egentillstånd.

Detta är ekvivalent med att säga att W-bosonen kopplar till en linjärkombination av mass-egentillstånden — som är det vi normalt kallar “kvarksmak”. Processen ovan skrivs då enklast: $c \rightarrow s'$, där $|s'\rangle = C_d|d\rangle + C_s|s\rangle + C_b|b\rangle$.

Detta beskrivs på ett kompakt sätt genom att införa en unitär transformationsmatris:

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}$$

Svag-krafts-egentillstånd
CKM-matrisen
Stark-krafts-egentillstånd

Denna beskrivning leder till en universell styrka hos den svaga växelverkan, W-bosonens koppling till leptoner är densamma som till paren (u, d') , (c, s') och (t, b') . Matriselementens beteckningar kommer ur att t.ex. kopplingen mellan t- och b-kvarken och en W-boson beräknas ur:

$$\langle t|W|b'\rangle = \langle t|WV_{td}|d\rangle + \langle t|WV_{ts}|s\rangle + \langle t|WV_{tb}|b\rangle$$

CKM-(Cabibbo-Kobayashi-Maskawa)-matrisen visar sig genom mätningar vara i det närmaste diagonal, dvs. när så är möjligt av energetiska skäl så sker de flesta svaga kvark-sönderfall inom samma familj (alltså t.ex. hellre $c \rightarrow s$ än $c \rightarrow d$), som vi sade ovan.

$$\begin{pmatrix} 0.9739 \text{ to } 0.9751 & 0.221 \text{ to } 0.227 & 0.0029 \text{ to } 0.0045 \\ 0.221 \text{ to } 0.227 & 0.9730 \text{ to } 0.9744 & 0.039 \text{ to } 0.044 \\ 0.0048 \text{ to } 0.014 & 0.037 \text{ to } 0.043 & 0.9990 \text{ to } 0.9992 \end{pmatrix}$$

Masseegentillstånden är vad som observeras, eftersom det är de som propagerar som ett sammanhållet vågpaket.

8 Stark växelverkan.

Varför sitter en atomkärna ihop trots att protonerna är plusladdade och neutronerna neutrala? Stark växelverkan manifesterades först som den kraft som håller samman nukleonerna i atomkärnan och balanserar den elektromagnetiska repulsionen. Numera vet vi att den starka kraftens fundamentala beskrivning är i termer av kvarkar och gluoner, och att den kraft som håller samman atomkärnor är en slags van der Waals-kraft mellan nukleonerna i kärnan.

Den starka kraften beskrivs som utbyte av masslösa gluoner — spinn-1-partiklar som kopplar till en trevärd laddning som har fått namnet “färg”. Den teori som beskriver detta har namnet kvantkromodynamik, eller QCD (från engelskans *Quantum Chromo Dynamics*).

Historisk infördes det trevärda kvanttalet för att lösa statistikproblemet hos Δ -resonanserna som är de lättaste baryonerna med $J^P = \frac{3}{2}^+$. Man antar därför att de har $\ell=0$. Detta leder till problem med symmetriegenskaperna hos vågfunktionen för Δ -resonanserna om man vill beskriva t.ex. Δ^{++} som ett $|uuu\rangle$ -tillstånd:

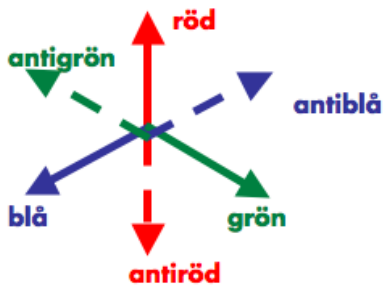
- rumsdelen av vågfunktionen är symmetrisk (detta ger lägst kinetisk energi)
- spinn-delen av vågfunktionen $|\uparrow\uparrow\uparrow\rangle$ är symmetrisk

Alltså är hela vågfunktionen symmetrisk, men vi vet att fermioner skall ha en antisymmetrisk vågfunktion. För att åstadkomma detta infördes ett ytterligare kvanttal — färg.

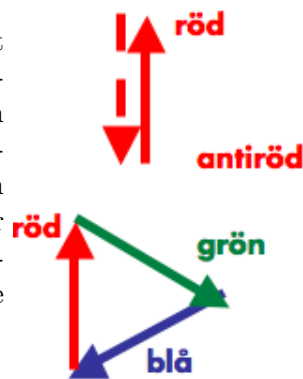
Man antog att varje kvark kunde ha en av tre möjliga färgkvanttal, och att färg-delen av vågfunktionen är antisymmetrisk för Δ -resonanserna. Detta kvanttal är den laddning som ger upphov till den starka växelverkan, analogt med den elektriska laddningen och elektromagnetism.

Ursprungligen infördes alltså färgladdning för att kunna skriva en antisymmetrisk vågfunktion. Snabbt tog färgkvanttalet rollen av den laddning som gluonerna kopplar till vid stark växelverkan.

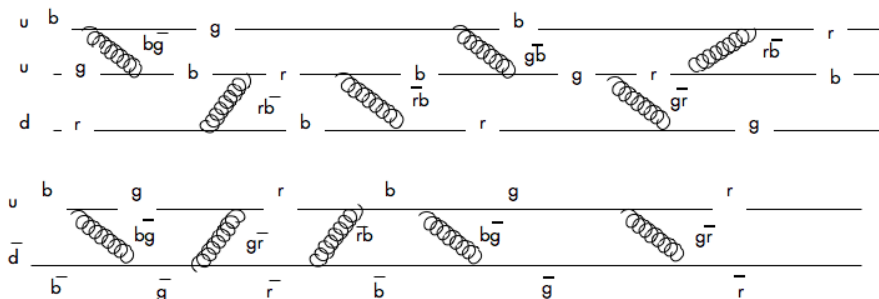
I teorin har antikvarkar antifärg, vi får då på köpet en fenomenologisk förklaring till varför hadroner förekommer som antingen mesoner (en kvark och en antikvark) eller som baryoner (en kombination av tre kvarkar). Detta kan förklaras som att naturen endast tillåter “färglösa” (vita, i optik) objekt, dvs. partiklar som inte har någon netto-färgladdning.



Det finns minst två sätt att åstadkomma ett färglöst objekt, antingen en kombination av färg och motsvarande antifärg, dvs. en kvark och en antikvark — mesoner, eller en kombination av tre objekt med olika färg, dvs. tre kvarkar — baryoner.



QCD beskriver den starka växelverkan som ett utbyte av gluoner mellan färgladdade kvarkar. Gluonerna bär färg och antifärg, och känner därför själva av den starka kraften - detta leder till mycket speciella egenskaper hos den starka kraften. Den kraft som håller samman en hadron beskrivs i den här bilden som ett ständigt pågående utbyte av gluoner mellan färgladdade kvarkar och antikvarkar.



Gluonen bär alltså själv färg och antifärg (kvarkar har färg, antikvarkar har antifärg), och $3 \text{ färger} \times 3 \text{ antifärger}$ ger oss nio kombinationer som kan delas in i en oktett (grupp av 8) och en singlett (en ensam). Singletten som är helt symmetrisk i färg och antifärg, $\frac{1}{\sqrt{3}}(r\bar{r} + b\bar{b} + g\bar{g})$, känner inte av den starka kraften och kan inte heller förmedla den. De gluoner som verkar som utbytespartiklar är därför 8 stycken.

Den starka kopplingskonstanten α_s har ett mycket starkt beroende av energin i kvadrat Q^2 (jfr. avsnitt 5.1). Första två termerna i en störningsräkning ger:

$$\alpha_s = \frac{12\pi}{(33 - 2n_f) \ln(Q^2/\Lambda^2)}$$

n_f (där f står för *flavor*) är antalet kvark-antikvarkpar som kan produceras (upplösas) vid Q^2 , dvs som uppfyller villkoret ($2m_q^2 < Q^2$), alltså varierar n_f mellan 3 och 6, beroende av Q^2 . Vidare indikerar anpassningar till experimentella resultat att Λ är ca 250 MeV/c².

Det viktiga i det här uttrycket för α_s är beroendet på energin Q^2 . Vi ser att i motsats till diskussionen i avsnitt 5.1 så *minskar* α_s för korta avstånd (som uppnås vid höga energier, stora Q^2). Störningsräkning är tillämpbar endast om $\alpha_s \ll 1$, vilket enligt uttrycket ovan implicerar $Q^2 \gg \Lambda^2 \approx 0.06 \text{ (GeV/c}^2\text{)}^2$

Stark växelverkan beskrivs därför i två mycket olika regimer:

- Liten $Q^2 \Leftrightarrow$ långa avstånd $\Leftrightarrow$ stor α_s : störningsräkning är inte möjlig. Vi kan alltså inte beskriva till exempel *hur* kvarkar bygger upp protonen från grundprinciper eftersom den växelverkan som binder kvarkarna i hadroner sker vid för låga Q^2 . Se även sektion 15 om öppna frågor i partikelfysik.
- Hög $Q^2 \Leftrightarrow$ korta avstånd $\Leftrightarrow$ liten α_s : störningsräkning är möjlig. Vid höga Q^2 växelverkar kvarkar som nästan fria partiklar (mycket svag koppling) i processer som kan beräknas med god precision. Detta fenomen kallas "asymptotisk frihet". Upptäckten av denna egenskap hos QCD belönades med 2004 års nobelpris.

Denna starka växelverkan kan beskrivas som en potential som är av formen $V = -\frac{k_1 \cdot \alpha_s(r)}{r} + k_2 r$. Den linjära termen medför att det arbete som krävs för att separera två kvarkar växer linjärt med avståndet.



Energin som lagras i fältet mellan kvarkladdningarna växer också den linjärt med avståndet och när den sammanlagt blir större än $2m_q$ så skapas ett kvark-antikvarkpar som binder till de ursprungliga kvarkarna. Vi har då istället för att slå isär det ursprungliga kvarkparet och få fria kvarkar skapat nya hadroner.

Detta fenomen - att kvarkarna är instängda i hadroner - kallas "fängsling" (eng. *confinement*).

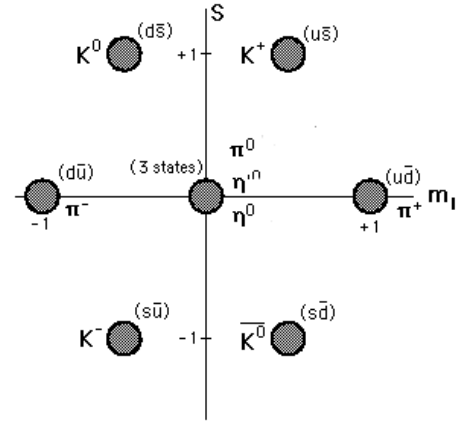
9 Varför kvarkar?

Om vi aldrig observerat kvarkar, hur kan vi då veta att de existerar? Numera har vi i QCD en konsistent teori som med mycket hög precision beskriver ett stort antal fenomen som svårligen skulle kunna beskrivas

i en annan modell. Men när kvarkteorin slog igenom var det i huvudsak följande indikationer som togs som indikationer på att detta var en riktig teori:

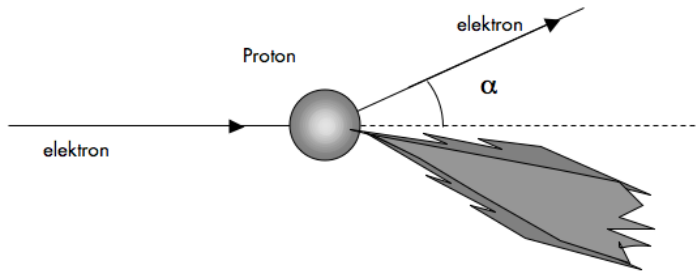
1. Neutronen har ett magnetiskt moment. Detta kan man inte förklara om inte den elektriskt neutrala neutronen har en intern struktur med en elektrisk laddningsfördelning.
2. Tvärsnittet för foton-proton-spridning uppvisar toppar som enklast tolkas som att högre nivåer exciteras. Även reaktioner som $ep \rightarrow ep\pi^0$ är svåra att förklara om protonen är sant elementär. Se Dunlap Fig. 15.1.

3. Hadron-systematiken. Mesoner och baryoner kan delas in i grupper, som t.ex. 0^{--} -mesonerna (se bild). Tidigt insåg man att dess grupper beskrivs i termer av grupp-teori, där man ursprungligen betraktade de fundamentala representationerna som matematiska abstraktioner. Gell-Mann och Zweig föreslog samtidigt att det fanns en fysikalisk bakgrund och att gruppstrukturen kunde förklaras om hadroner byggdes upp av tre olika beståndsdelar som Gell-Mann kallade kvarkar (eng. *quarks*).



*Three quarks for Muster Mark!
Sure he hasn't got much of a bark
And sure any he has it's all beside the mark.
(Finnegans Wake, James Joyce)*

4. Djup inelastisk spridning av elektroner mot protoner. Visade att protonen innehåller punktlika partiklar med elektrisk laddning $2/3$ och $-1/3$. Med "inelastisk" menas att protonens inre struktur ändras (i bilden ser man en skur av partiklar) och "djup" betyder att man med tillräckligt hög acceleratorenergi kan utforska avstånd som är små jämfört med protonens storlek, dvs. djupt inne i protonen.

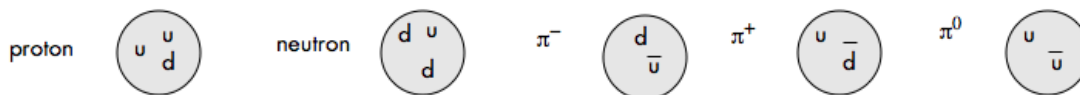


Vi kan sammanfatta materiepartiklarnas egenskaper i en tabell:

Familj	Namn	Symbol	Massa	q	Stark växelverkan
1	Uppkvark	u	3.5 MeV	$+2/3$	Ja
1	Nerkvark	d	6.1 MeV	$-1/3$	Ja
1	Elektron	e	511 keV	-1	-
1	Elektron-neutrino	ν_e	≈ 0	0	-
2	Charmkvark	c	1.35 GeV	$+2/3$	Ja
2	Särkvark	s	120 MeV	$-1/3$	Ja
2	Myon	μ	105 MeV	-1	-
2	Myon-neutrino	ν_μ	< 190 keV	0	-
3	Toppkvark	t	175 GeV	$+2/3$	Ja
3	Bottenkvark	b	5.3 GeV	$-1/3$	Ja
3	Tau	τ	1.78 GeV	-1	-
3	Tau-neutrino	ν_τ	< 18.2 MeV	0	-

9.1 Hadroner

De starkt växelverkande partiklar som vi observerar — *hadronerna* — som innan kvarkmodellen slog igenom ansågs vara de verkligt elementära byggstenarna, klassificeras som antingen *baryoner*, som har halvtaligt spinn och är relativt tunga, protonen och neutronen är de lättaste baryonerna, och *mesoner* som har heltaligt spinn och är relativt lätta (eller snarare var, nuförtiden känner man till mesoner som väger mer än fem protoner). Numer betraktar vi mesoner och baryoner som sammansatta partiklar, baryoner byggs upp av tre kvarkar, medan mesoner består av en kvark och en antikvark.



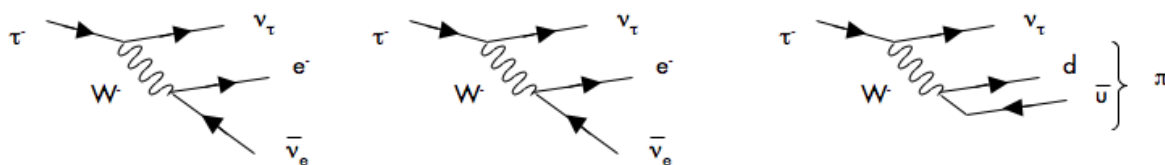
Hadronerna klassificerades med hjälp av ett antal kvanttal som bevaras i olika växelverkningar. För hadroner var dessa till exempel (tredjekomponenten av) ett hypotetiskt iso-spinn, T_3 där t.ex. protonen och neutronen betraktades som en iso-spinn-dublett där protonen har $T_3 = +1/2$ och neutronen har $T_3 = -1/2$. På samma sätt var pi-mesonerna en tripplett. Idag tolkar vi dessa kvanttal som att upp-kvarken har $T_3 = +1/2$ och nerkvarken $T_3 = -1/2$. Ett annat kvanttal som bevarades var särheten S som sattes till -1 för K-mesonen. Idag associerar vi särhet med särkvarken som har särhet -1 . I analogi med detta kan vi (som i tex. tabell 15.1 i boken) införa kvanttal som svarar mot c-, b- och t-kvarken. Det kan vid första anblick vara lite svårt att se systematiken i vilka kvarksorter som får $+1$ och vilka som får -1 , men kvantalet för en specifik kvark, t.ex. b har samma tecken som den elektriska laddningen för motsvarande kvark. Alltså har b-kvarken b-kvanttal -1 , top-kvarken t-kvanttal $+1$ osv.

Att dessa kvanttal bevaras i den starka växelverkan svarar mot att den starka kraften inte ändrar identitet på de fermioner som gluonerna kopplar till, den starka kraften är "smakblind" (eng. *flavor-blind*) (jfr. avsnitt 7).

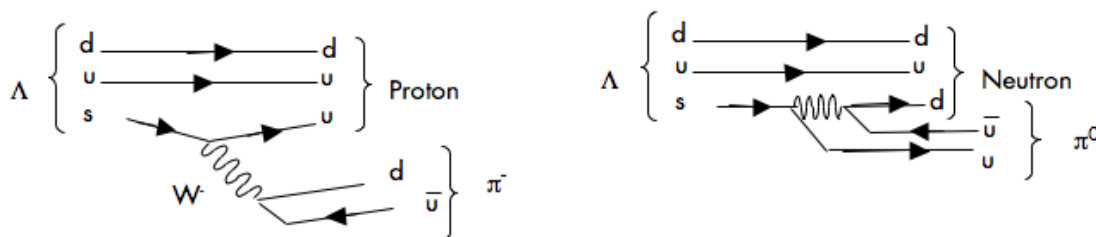
Vi kan analysera såväl partikelproduktion som sönderfall med hjälp av kvarkmodellen och Feynmandiagram.

Ex. (uppgift 15.5 i boken) rita Feynmandiagram för sönderfallen

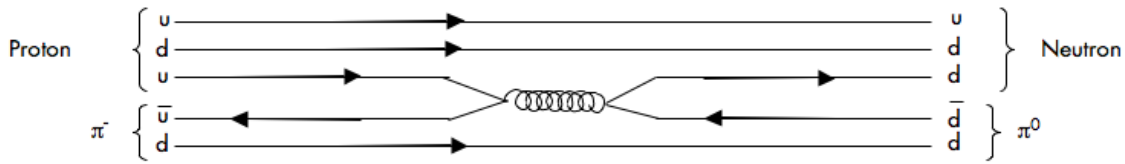
$$\tau^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\tau, \tau^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu + \nu_\tau, \tau^- \rightarrow \pi^- + \nu_\tau$$



Svagt sönderfall av Λ -hyperonen (hyperon är samlingsnamnet för baryoner med särkvanttal)



Reaktionen $p + \pi^- \rightarrow n + \pi^0$ (enklare - och sannolikare - än bokens fig 16.6)

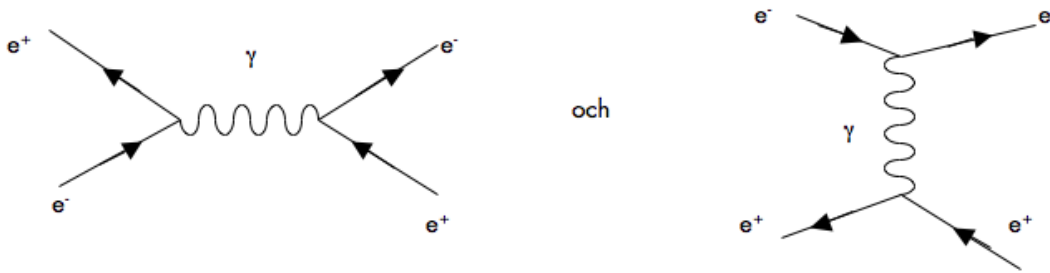


10 Partikelproduktion i e^+e^- -kollisioner

I kollisioner mellan elektroner och positroner, där dessa annihileras, kan partikel-antipartikelpar bildas. De inkommande partiklarnas rörelseenergi kan då omvandlas till massa hos tyngre partiklar. Alla fermion-antifermionpar med $2 m_f < E$ (där m_f är massan hos fermionen och E är den totala energin i tyngdpunktssystemet) kan skapas i dessa kollisioner.

När man jämför tvärsnittet för olika processer brukar man använda tvärsnittet för $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ som referens. Man väljer inte tvärsnittet för hadronproduktion, eftersom det som produceras i kollisionen — ett kvark-antikvarkpar, för vilket man kan beräkna tvärsnittet i störningsräkning — inte är det som observeras: hadroner.

Inte heller använder man tvärsnittet för $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$, eftersom det här finns två möjliga processer, dels annihilation, dels elastisk spridning:



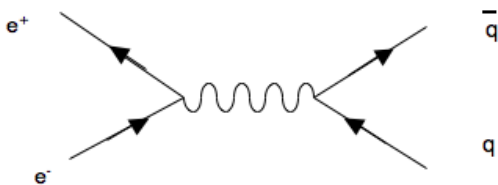
Eftersom dessa ger identiska sluttillstånd adderas amplituderna för att ge S -matriselement och sedan tvärsnitt. Vid myonproduktion förekommer endast annihilationsprocessen vilket ger en unikt bestämd process. Tvärsnittet för myonproduktion för höga energier ges av:

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-) = \frac{4\pi\alpha^2}{3E^2}(\hbar c)^2.$$

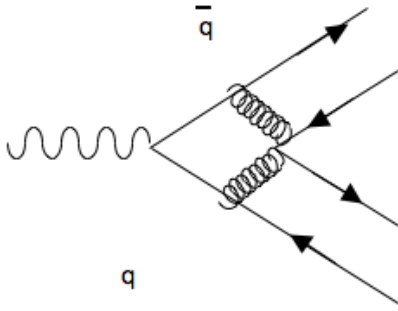
Vi ser att det endast finns en variabel här: E , energin i tyngdpunktssystemet.

10.1 Hadronproduktion

Hadronproduktion vid en elektron-positron-kolliderare sker genom att ett kvark-antikvarkpar bildas.



Eftersom kvarkarna inte existerar fritt måste de på något sätt bilda en hadron. Det kan ske på två sätt, det ena är att det i färgfältet mellan dem skapas nya kvark-antikvarkpar så att hadroner bildas. Detta är det vi kallar icke-resonant hadronproduktion, som vi återkommer till strax. Processen där de producerade kvark-antikvarkparet klär på sig ytterligare kvarkar för att bilda färglösa hadroner kallas *hadronisering*.



Denna process sker vid låga Q^2 och kan alltså inte beräknas från grundprinciper.

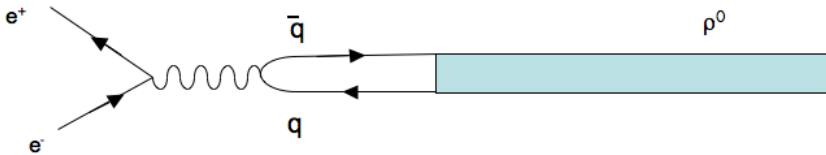
11 Resonant hadronproduktion

Men först skall vi titta på en annan produktionsmekanism, där det kvark-antikvarkpar som skapas direkt bildar en meson. Detta sker företrädesvis när tyngdpunktsenergin är exakt lika med massan hos mesonen ifråga. När detta villkor är uppfyllt ökar tvärsnittet med stora faktorer ungefär på samma sätt som vi kunde se resonanser vid ep -spridning. Tvärsnittet för ett givet sluttillstånd av fermion-antifermionpar ges av:

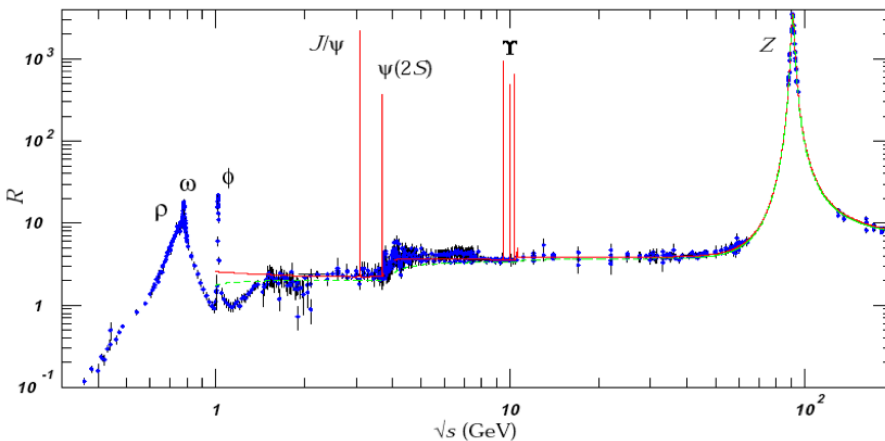
$$\sigma_f(E) \propto \frac{\lambda^2}{(E - E_0)^2 + \Gamma_{\text{tot}}^2/4}$$

där E = energin i tyngdpunktssystemet, E_0 är resonansenergin (= partikelns massa) och Γ_{tot} totala vidden för resonansen.

Exempel: resonant produktion av $\pi^-\pi^+$ genom produktion av ρ^0 som är en linjärkombination av u anti-u och d anti-d med en massa av $770 \text{ MeV}/c^2$.



I uttrycket ovan är då $E_0 = 770 \text{ MeV}/c^2$ och Γ_{tot} den totala vidden av ρ^0 . Man behöver inte kunna uttrycket för tvärsnittet i detalj, men kom ihåg termen $(E - E_0)^2$ i nämnaren vilket ger resonansbeteendet. Märk också att tillstånd med liten total vidd har smalare och kraftigare resonanstopp. Bilden som följer visar hur det ser ut i experiment (på x -axeln står masscentrumsenergin $E_{\text{cm}} = \sqrt{s}$, på y -axeln står "R-kvoten" som vi går in på närmare i sektion 11.2, men som räknas ut från tvärsnitt $\sigma(E)$).



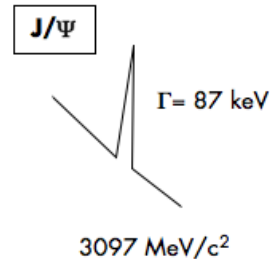
De lägst liggande av resonanserna i bilden är $\rho(770)$ (siffran i parentes anger massan i MeV) och $\omega(782)$

som bägge är linjärkombinationer av de lättaste kvarkarna. Eftersom deras massor är så lika så interfererar de med varandra och man kan inte urskilja separata resonanser i det totala tvärsnittet. Däremot har de olika sönderfallskanaler, så man kan separera dem när de väl producerats: $\rho^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ och $\omega \rightarrow \pi^+\pi^0\pi^-$.

Går vi uppåt i energi är nästa resonans $\phi(1019)$, en resonans med relativt liten bredd (4 MeV) och därför en relativt lång livstid.

ϕ är ett nästan rent $s\bar{s}$ -tillstånd som sönderfaller starkt till K^+K^- eller $K^0\bar{K}^0$.

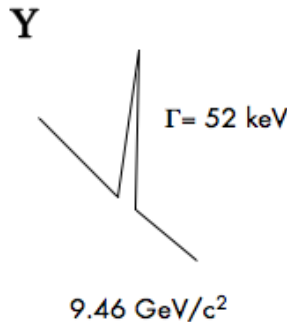
Fortsätter vi uppåt i energi möter vi vid 3.097 GeV J/Ψ resonansen, med den mycket smala vidden 87 keV. Denna upptäckt kallas ibland novemberrevolutionen - 74. J/Ψ är ett rent c anti-c tillstånd. Upptäckten av detta var den första gången som den teoretiskt förutsagda charmkvarken observerades. Detta blev den slutgiltiga bekräftelsen på kvark-teorin.



Att vidden är så liten beskrivs som att det inte finns några sönderfall som inte är "Zweig-nedtryckta". Vi kommer inte att gå in närmare på *varför* det är så här.

Fortsätter vi ännu högre upp i energi så möter vi Υ (grekiska ypsilon), en meson som väger som en lätt atomkärna. Den består av ett b-antib-par.

Men sedan tar det slut. Toppkvarken, som är den tyngsta elementarpartikeln har en massa på ca 180 GeV har ett så stort fasrum för sitt sönderfall att den sönderfaller svagt till en b-kvark och en W-boson innan den hinner hadronisera. *Det finns alltså inga hadroner som innehåller toppkvarken!* (i motsats till vad som sägs på s 214 i Dunlap)



11.1 Kvarkonia*

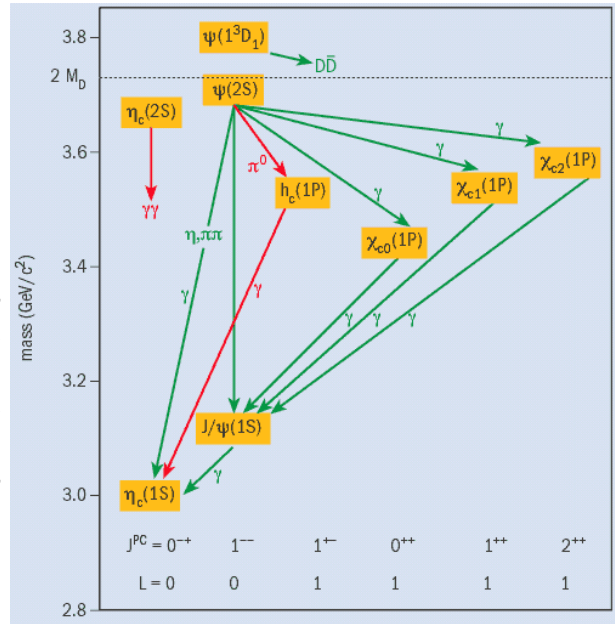
De tyngre kvarkarna (b och c) bildar tillsammans med respektive antikvark bundna tillstånd som ganska väl låter sig beskrivas med icke relativistisk kvantmekanik på ett sätt som uppvisar många analogier med t.ex. positronium (jfr. s. 203 i Dunlap).

I denna nomenklatur beskrivs ett tillstånd med kvanttalen $n^{2s+1}L_J$ där

- n är huvudkvanttalet ($N+1$), där N är antalet noder i den radiella vågfunktionen. Märk att detta skiljer sig från atomspektroskopi där $n=N+\ell+1$.
- S är det totala spinnet
- J totala rörelsemängdsmomentet
- L totala banimpulsmomentet, och som vanligt betecknas $L=0$ med "S", $L=1$ med "P" osv.

Det enklaste sättet att producera och studera kvarkonia är att i e^+e^- -kollisioner där man observerar kvarkonia-tillstånden som resonanser i tvärsnittet för produktion av hadroner. Eftersom kvarkoniumtillståndet bildas ur den virtuella fotonen, kan endast tillstånd med spinn 1 och paritet -1 produceras (se diskussion i 15.2 i Dunlap). Det lägst liggande av dessa är 1^3S_1 -tillståndet J/Ψ som vi stötte på tidigare, som har en massa om 3.097 GeV/c².

Vid högre strålenergi kan högre liggande tillstånd produceras. Dessa högre tillstånd är intressanta eftersom de sönderfaller elektromagnetiskt till lägre liggande tillstånd genom att sända ut fotoner med väl definierade energier. I figuren ser vi tvärsnittet för att sända ut fotoner av given energi från $\Psi(2^3S_1)$ tillståndet. De starkaste linjerna svarar mot elektriska dipolövergångar, som lyder urvalsreglerna $\Delta L=1$ och $\Delta S=0$. Vi skapar därför i sönderfallskedjan tillstånd med total rörelsemängds-moment om 0 och 2, förutom de tidigare observerade $L=1$ -tillstånden. Detta spektrum kan vi jämföra med positronium, för att försöka förstå hur kvark-antikvark-potentialen ser ut, och hur den eventuellt skiljer sig från den elektromagnetiska.



1 - Vi ser att $n = 1$ och $n = 2$ -nivåerna ligger relativt lika varandra, vilket stöder hypotesen att den starka potentialen är ungefär proportionell mot $1/r$ för korta avstånd, som för den elektromagnetiska potentialen.
 2 - Men vi ser ändå en markant skillnad, 2^3S och 1^3P tillstånden är inte degenererade, vilket leder oss att tro att Coulomb-potentialen är modifierad av ytterligare termer redan vid ganska små avstånd.
 En ansats för den starka kvark-antikvarkpotentialen ges av

$$V = -\frac{4}{3} \frac{\alpha_s(r) \hbar c}{r} + kr$$

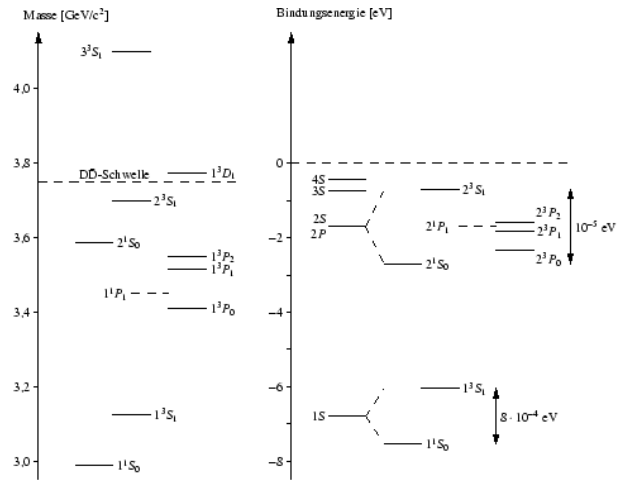


Abb. 7.24: Termschemata von Charmonium und Positronium im Vergleich.

Denna ansats kan sättas in i Schrödinger-ekvationen för att beräkna energinivåerna i charmonium (här kommer även charmkvark-massan m_c in genom den kinematiska termen). En anpassning till spektrum ger typiskt värden på parametrarna:

$$\alpha_s \approx 0.15 - 0.25, \quad m_c \approx 1.5 \text{ GeV}/c^2, \quad k \approx 1 \text{ GeV/fm}.$$

Den sista konstanten lär oss att för att separera två kvarkar från varandra till ett avstånd av 1 fm krävs en energi om 1 GeV, det är denna energi som omvandlas till kvark-antikvarkpar när vi drar isär kvarkar.

11.2 Icke-resonant hadronproduktion

När vi inte befinner oss nära någon resonans ges tvärsnittet för kvarkproduktion (för bestämd "smak" f) av:

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow q_f \bar{q}_f) = 3 \cdot z_f^2 \cdot \sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+ \mu^-)$$

faktorn 3 uppkommer eftersom varje kvark-antikvarkpar kan bildas i tre olika färg-antifärg-kombinationer, och faktorn z_f^2 representerar att kvarkarna inte har heltalsladdning, t.ex. $z_u = 2/3$, etc.

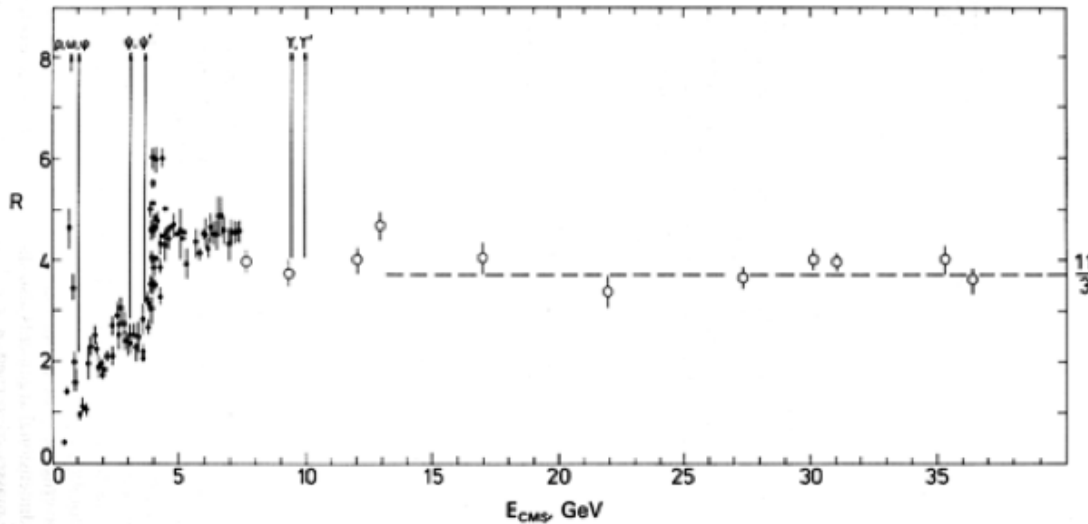
Kvoten mellan tvärsnittet för hadronproduktion och myonproduktion ges av

$$R = \frac{\sigma(ee \rightarrow \text{hadroner})}{\sigma(ee \rightarrow \mu\mu)} = \frac{\sum_f \sigma(ee \rightarrow q_f \bar{q}_f)}{\sigma(ee \rightarrow \mu\mu)} = 3 \cdot \sum_f z_f^2$$

där summeringen över f skall ske över de kvarkar som kan produceras vid en given energi.
 Genom att mäta R som funktion av energin E i tyngdpunktssystemet kan vi:

- verifiera färgfaktorn 3
- observera var nya kvarksorter blir kinematiskt möjliga att producera, dvs. få ett mått på deras massa.

Resultatet ser ut som i bilden.



Förstår du från det teoretiska uttrycket ovan varför R går mot $11/3$ asymptotiskt?

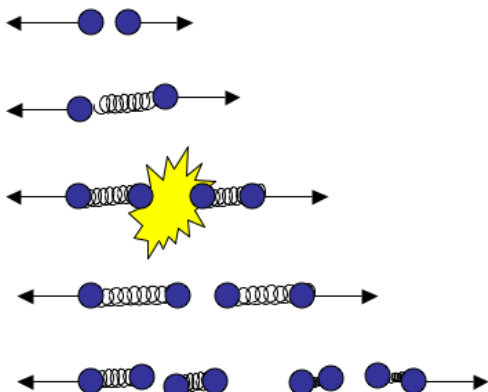
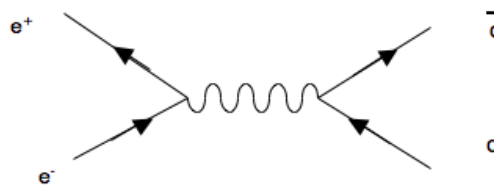
12 Gluon-emission

De första direkta (minns att gluonerna själva bör på stark laddning, de är därför lika instängda i hadroner som kvarkarna är) evidensen för gluonen var s.k. “tre-kvast-händelser” vid DESY i Hamburg. Men låt oss börja från början, med att definiera vad en “kvast” (eng. *jet*) är, och hur en två-kvast-händelse ser ut.

I elektron-positron-kollisioner används endast en liten del av energin till att skapa vilomassan hos kvarkarna, resten blir rörelseenergi hos dessa.

Eftersom den totala rörelsemängden i tyngdpunktssystemet är noll så kommer kvarkarna att komma ut i rakt motsatta riktningar.

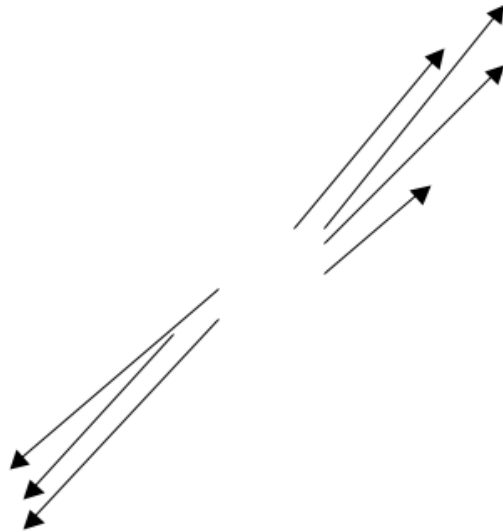
När de gör det kommer de att utbyta ett antal gluoner, och i detta färgfält kommer till slut nya kvark-antikvarkpar bildas.



De nya kvark-antikvarkpar som uppstår i färgfältet har oftast en hastighet relativt de ursprungliga kvarkarna. Därför kommer den nya “färgsträng” som spänns upp även den att töjas ut och ge upphov till nya kvark-antikvarkpar. Detta kallas “strängfragmentering”.

Denna process — som är den grundläggande processen bakom hadronisering — fortgår tills alla kvark-antikvarkpar som är förbundna rör sig med liten relativ hastighet och binds till varandra i mesoner (i sällsynta fall kan även baryoner och antibaryoner bildas i denna process).

De nya mesoner som bildas i färgfältet kommer att bilda två grupper som rör sig ungefär i de riktningar som de ursprungliga kvarkarna hade. Vi kommer alltså inte att detektera fria kvarkar, utan kollimerade (riktnings-sammanpackade) grupper av hadroner, dessa kallas *jets*, vilket ibland översätts till kvastar. Den typiska konfigurationen vid icke-resonant hadronproduktion är därför två sådana kvastar av hadroner, mest pioner men ibland även tyngre partiklar, i diametralt motsatta riktningar (s.k. "rygg-mot-rygg"-kvastar)



Vid studiet av ett stort antal elektron-positron-kollisioner vid hög energi fann man ibland händelser som avvek från detta mönster. I stället för två jets kunde man ibland observera tre distinkta jets, så kallade Mercedes-event. Tolkningen av dessa var relativt klar, man kunde nämligen från grundläggande QCD förvänta sig att en av de primärt producerade kvarkarna ibland strålar ut en gluon med relativt hög rörelsemängd relativt kvarken.

Eftersom gluonen är färgladdad kommer den att delta i hadroniseringsprocessen på samma sätt som kvarkarna. Har gluonen tillräckligt stor rörelsemängd relativt kvarken kommer deras respektive hadroniseringsprodukter att befinna sig på så stora avstånd från varandra att de detekteras som separata kvastar.

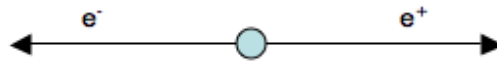
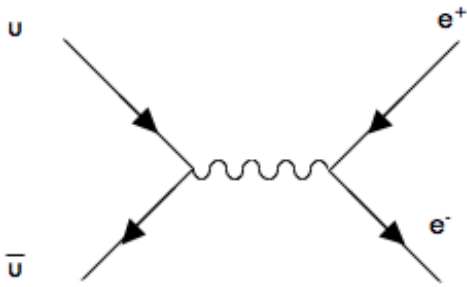


Denna typ av händelser sågs därför som ett direkt bevis för gluonens existens. Ser du alla 3 kvastar? (De tre kvastarna har många "prickar", varför kommer vi att säga lite om i nästa avsnitt).

Genom att sannolikheten för gluonstrålning kan beräknas, och eftersom den beror av den starka kopplingskonstanten α_s är detta även en metod att bestämma storleken på α_s .

13 Partikelfysikens verktyg

Tag som exempel upptäckten av Z-bosonen i proton-antiproton kollisioner vid CERN, som vi nämnde ovan. Z-partikeln kan t.ex produceras i följande process:



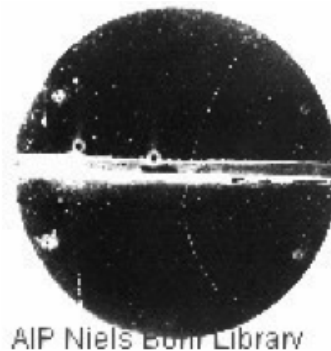
Vi mäter rörelsemängden hos e^+ och e^- genom att mäta hur mycket de böjs av i ett magnetfält. Eftersom rörelsemängd bevaras i sönderfallet har vi: $\mathbf{p}_Z = \mathbf{p}_{e^-} + \mathbf{p}_{e^+}$. Z-bosonens rörelsemängd kan vi alltså rekonstruera genom att addera rörelsemängden hos elektronen och positronen. Då får vi rörelsemängden $\mathbf{p}_Z$ i laboratoriet, men när vi väl vet den kan vi transformera till ett koordinatsystem där Z-bosonen är i vila, där energin ges av vilomassan: $E_Z = m_Z c^2$.

Energien hos elektronen och positronen får vi genom att använda sambandet $E_{e^+}^2 = m_{e^+}^2 c^4 + \mathbf{p}_{e^+}^2 c^2$ (och liknande för e^-), och transformera till Z-bosonens vilosystem, där vi kan kalla energierna $\tilde{E}_{e^+}$ och $\tilde{E}_{e^-}$. Energiens bevarande ger oss slutligen: $m_Z^2 c^4 = (\tilde{E}_{e^+} + \tilde{E}_{e^-})^2$.

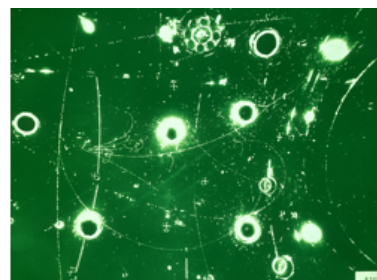
Vi kan alltså beräkna massan hos moderpartikeln genom att mäta rörelsemängden hos sönderfallsprodukterna. Vi kan också t. ex. utnyttja laddningens bevarande för att bestämma att Z-bosonen är elektriskt neutral: moderpartikelns laddning är summan av sönderfallsprodukternas. Det går också att bestämma moderpartikelns spinn genom att titta på vinkelfördelningen hos sönderfallsprodukterna (då behöver vi naturligtvis många händelser).

För att kunna analysera händelserna måste man naturligtvis först kunna detektera partiklarna och mäta deras egenskaper. Elementarpartiklar kan inte detekteras direkt, istället detekteras spår som partiklarna eller deras sönderfallsprodukter lämnar i särskilda detektorer, några exempel:

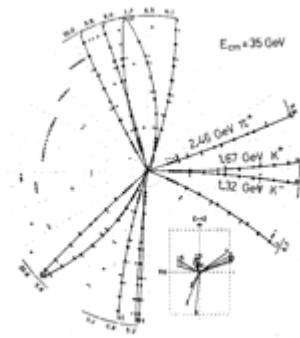
Dim-kammare består av en gasblandning som är nära daggpunkten. När en laddad partikel rör sig genom kammaren kommer de joniserade atomerna att utgöra kärnor för kondensationen och vi får ett spår av vätske-droppar längs partikelns väg. Bilden visar upptäckten av positronen 1932. Dim-kammare används inte längre som forskningsinstrument.



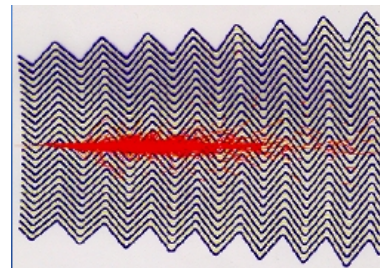
Bubbelkammare består av en superhettad vätska som är på väg att börja koka. När en laddad partikel rör sig genom vätskan kommer de joniserade atomerna att utgöra kärnor för kokningen och vi får ett spår av bubblor längs partiklarnas väg. Bilden visar upptäckten av neutrala strömmar i Gargamelle 1973.



Trådkammare består av ett antal anodtrådar uppspända i en gasvolym. När en laddad partikel rör sig genom gasen joniserar den atomer och lämnar fria elektroner efter sig. Dessa driver i det elektriska fältet och förstärks. Genom att mäta var gasen joniserats kan man bestämma partikelns bana. Bilden visar upptäckten av gluonen vid Petra 1973.



Kalorimetrar består oftast av en varvad struktur där lager med täta material (järn eller bly) varvas med lager där partiklar kan detekteras som scintillatorer eller flytande argon. En partikel som kommer in i kalorimetern reagerar i det täta materialet - *absorbatorn* - vilket ger upphov till en skur av sekundära partiklar. Dessa reagerar i sin tur vilket leder till en intensivare skur. I de aktiva lagren mellan absorbatorn får vi en signal som är proportionell mot hur många partiklar som produceras i skuren. Detta är i sin tur proportionellt mot energin hos den inkommande partikeln. I en kalorimeter mäter vi alltså energin hos partiklar - även elektriskt neutrala partiklar.

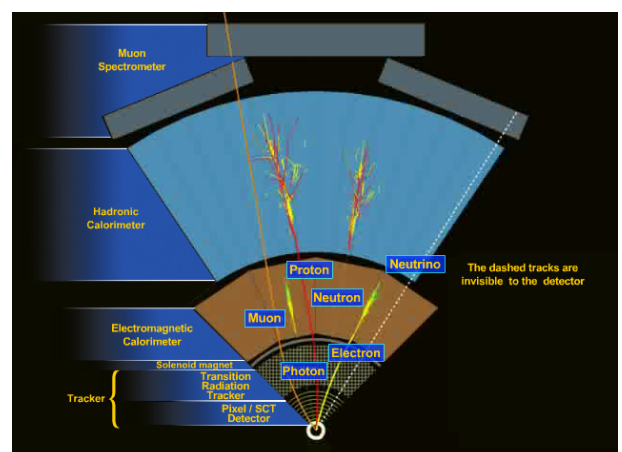
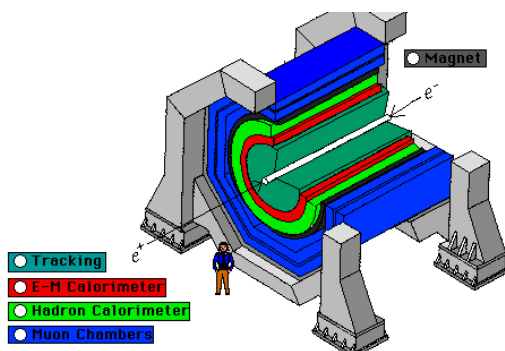


Energimätningen i kalorimetern är en “förstörande mätning”, de flesta partiklarna reagerar och absorberas helt i kalorimetern. Alla detektorer är därför uppbyggda så att man först mäter rörelsemängd genom att spåra partiklarna och mäta deras avböjning i ett magnetfält, sedan mäts energin i ett kalorimetersystem. Det finns två typer av partiklar som inte absorberas i kalorimetersystemet:

Myoner: myonerna växelverkar visserligen elektromagnetiskt och bär sig vid mycket höga energier åt som elektroner i den elektromagnetiska kalorimetern. Men vid normala energier så är bromsstrålningen hos myoner så nedtryckt av masstermen i propagatorn för den virtuella myonen så att myoner förlorar mycket litet energi i kalorimetrarna. Myoner kan därför identifieras just genom att de är den enda typ av laddade partiklar som kommer ut bakom kalorimetersystemet. Där kan man mäta deras rörelsemängd i “myonsystemet”, i princip en uppskalad version av den inre spårdetektorn.

Neutriner: eftersom neutriner bara växelverkar via den svaga växelverkan så lämnar de inga spår i detektorn. Man för i stället sluta sig till närvaron av en neutrino genom att studera energibalansen i en händelse. Genom att neutrinet bär iväg rörelsemängd som inte detekteras kommer den detekterade rörelsemängden i en händelse inte att vektoriellt summera till noll.

Alla detektorer har därför samma principiella uppbyggnad:



Den för oss här vid Stockholms universitet mest intressanta detektorn är ATLAS, som just håller på att färdigställas för att börja ta data vid CERNs nästa stora accelerator LHC under 2008 (se utlämnade bilder).

14 Grand Unified Theories

Föreningen av den svaga- och den elektromagnetiska kraften var första gången som två växelverkningar förenats sedan Maxwell 1864 visade att elektrisk och magnetisk kraft var två manifestationer av den elektromagnetiska växelverkan.

Mycket av arbetet inom teoretisk partikelfysik går idag ut på att försöka fortsätta denna process och i ett första steg förena den starka kraften med den elektrosvaga. Denna typ av teorier kallas "Grand Unified Theories" eller GUTs. Även om detta projekt är långt ifrån fullbordat tror man ändå att det skall vara möjligt, och till och med relativt enkelt om man jämför med nästa steg - att förena alla kända växelverkningar inklusive gravitationen i en urkraft. Den stora svårigheten med detta är att gravitationen inte beskrivs av en kvantfältteori utan av Einsteins allmänna relativitetsteori. För att kunna uppnå ett förenande av alla växelverkningar krävs först att vi finner en kvant-teori för gravitationen. De enda kandidater man funnit hitills där detta ser ut att kunna vara möjligt är sk. supersymmetriska strängteorier. Dessa kandidater till en TOE - "*Theory of Everything*" - har under de senaste decennierna varit det hetaste ämnet inom teoretisk elementarpartikelfysik.

15 Några öppna frågor

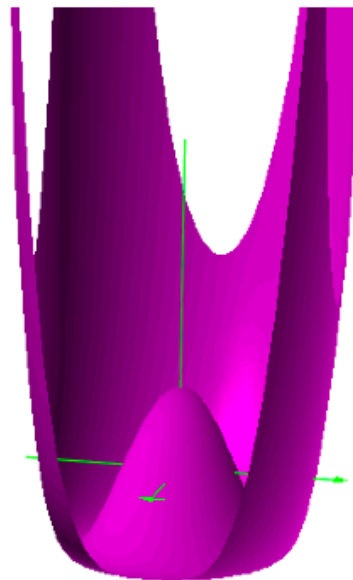
Elementarpartikelfysik brukar ibland kallas "världsbildsfysik", med det menar vi oftast att det i allmänhet inte går att se några omedelbara tillämpningar i form av bättre kylskåp eller liknande av den forskning som bedrivs. Utbytet är i stället att vi får en klarare bild av det universum vi lever i och hur det är uppbyggt. Som exempel på detta avrundar vi med fyra stora öppna frågor och ser hur elementarpartikelfysik kan hjälpa till med att formulera ett svar på dessa.

1. QCD vid stark koppling. Det finns en del intressanta uppgifter att arbeta med i QCD med stark koppling (långa avstånd), som vi beskrev tidigare. Störningsräkning och Feynmandiagram är inte direkt tillämpbara, men många andra ideer finns för hur man skall kunna förbättra beräkningsmöjligheterna i QCD. En stor fråga är att förklara "fängsling" kvantitativt från grundprinciper. Hand i hand med detta går stora datorsimuleringar, s.k. gitter-QCD (eng. *lattice QCD*).

2: Varifrån kommer vilomassa? Vilomassa kan verka vara en av de allra mest naturliga egenskaperna hos materia, men om man försöker beskriva naturen matematiskt visar det sig att - i motsats till växelverkan - så dyker massa aldrig upp naturligt i våra ekvationer, masstermen måste alltid läggas till "för hand".

Det är till och med så att i vissa lägen är det riktigt svårt att ge vilomassa till partiklarna även för hand. Samtidigt har vi sett fler exempel på hur en växelverkan kan generera massa: protonens vilomassa byggs till största delen upp av den starka växelverkan mellan kvarkar och gluoner. Summan av kvarkarnas vilomassa är bara en bråkdel av protonens massa, resten är ett resultat av den starka kraften. På samma sätt kan en foton som rör sig i ett material där den kan växelverka med elektriska laddningar, tex. glas, beskrivas som om den inte längre var masslös. Detta ger en bild av varför fotoner rör sig långsammare i glas än i vakuum.

Ett förslag på hur man skulle kunna förklara vilomassa bygger på en liknande mekanism: det finns ett fält — Higgs-fältet — med vilket alla partiklar som har massa växelverkar. Att olika partiklar har olika massa beror i den här modellen på att de kopplar olika starkt till detta fält. För att denna modell skall fungera krävs att Higgsfältet har en unik egenskap: energi-innehållet i fältet är inte minimum för fältstyrkan noll, utan för ett något högre värde. Eftersom alla fält intar det värde som minimerar energin i vakuum (om inte temperaturen är väldigt hög) så kommer Higgsfältet att vara skilt från noll överallt, det är detta som gör att alla (massiva) partiklar alltid kopplar till Higgsfältet. Jämför vi med t.ex. det elektromagnetiska fältet så vet vi att det lägsta energitillståndet är när både E och B -fälten antar värdet noll. I vakuum finns alltså varken elektrisk eller magnetisk fältstyrka.



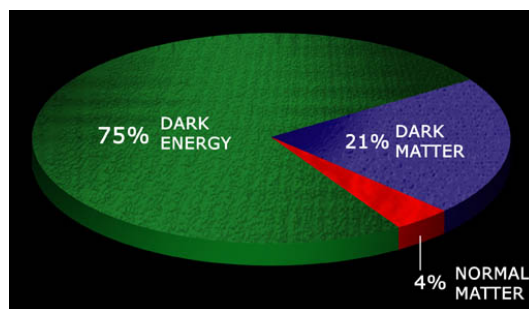
Om den här bilden är riktig så skall det också finnas en partikel som är Higgsfältets “minsta enhet” (kvantum) på samma sätt som fotonen är fältkvantat för det elektromagnetiska fältet. Denna Higgs-partikel har varit föremål för ihärdigt sökande men har ännu inte upptäckts. Det finns ingen säker förutsägelse om hur massiv Higgspartikeln är, men konsistensen av standardmodellen gör att vi idag kan säga att massan bör ligga i intervallet 115-400 GeV. Om detta är riktigt kommer Higgspartikeln att kunna upptäckas när CERNs nästa stora projekt börjar ta data år 2008.

Det är näst intill säkert att experimenten vid LHC kommer att göra stora upptäckter, antingen att Higgspartikeln verkligen existerar och upptäcks, eller något annat helt oväntat. Anledningen till denna tillförsikt är att standardmodellen av idag inte är internt konsistent, vid höga energier får man sannolikheter större än ett när man räknar på vissa specifika processer. Detta problem försvinner om Higgs-partikeln tas med i beräkningarna, men om inte den finns måste det finnas någon annan ny typ av partikel eller växelverkan som manifesteras vid denna energi.

3: Vad består universum av? Moderna astrofysikaliska och kosmologiska upptäckter visar entydigt att universums energi-innehåll till största delen består av för oss okänd materia och energi.

21% består av “mörk materia” - massiva partiklar som *inte* är uppbyggda av kvarkar eller leptoner. 75% av universums energi-innehåll består av sk. “mörk energi”. Endast ca 4% av universums energi finns i form av materia av den typ vi känner till. En slutgiltig teori som förklarar detta kommer naturligtvis att påverka även elementarpartikelfysik.

Men elementarpartikelfysiken kan också vara med och förklara vad det egentligen är som pågår.



Redan innan problemet med mörk materia uppmärksammats inom kosmologin började teoretiker utveckla en typ av teorier som kallas **supersymmetriska**. I dessa teorier har varje fermion en partner som är en boson och vice versa. Till varje kvark finns det en supersymmetrisk partner - en “skvark” - med spinn noll. Leptonerna har partners som heter “sleptoner” och bosonerna har fermioniska partners med ändelsen “-ino”: fotonen har en fotino med spinn 1/2 och så vidare.

Supersymmetri infördes för att kurerat det som kallas “onaturligheten” (*unnaturalness problem*) i standardmodellen, det faktum att för att vi samtidigt skall ha en Higgspartikel med massan i storleksordningen några 100 GeV och en svag gravitationskraft så krävs att vissa parametrar har ett visst bestämt värde med 17 decimalers noggrannhet. Om man i dessa beräkningar tar med även supersymmetriska bidrag så bortfaller detta problem.

Supersymmetriska teorier har en annan attraktiv egenskap - de tillhandahåller en kandidat för den mörka materien. I de flesta teorier finns ett bevarat multiplikativt kvanttal - *R-paritet*, som är $+1$ för vanliga partiklar och -1 för supersymmetriska partiklar. En supersymmetrisk partikel kan därför bara sönderfalla till ett udda antal supersymmetriska partiklar (oftast en, och definitivt inte noll). En konsekvens av detta är att den lättaste supersymmetriska partikeln (LSP) är stabil, och inte sönderfaller. Om supersymmetriska partiklar existerar så skapades de i stora mängder i Big Bang, och finns kvar ute i universum. Det skulle därför kunna vara så att mörk materia förklaras av LSP.

Eftersom vi inte har observerat några supersymmetriska partiklar så måste de vara tyngre än sina "normala" partners. Om de skall vara lösningen på onaturligheten i standard-modellen kan de dock inte vara för tunga för då måste man i alla fall börja justera parametrarna i teorin med stor noggrannhet. Förhoppningen är nu att vi skall kunna upptäcka supersymmetriska partiklar vid LHC, supersymmetriska partiklar kan parbildas i kollisioner mellan vanliga partiklar (minns att R-paritet är ett multiplikativt bevarat kvanttal och att de nya partiklarna har R-paritet -1 !).

4. Vart tog antimaterien vägen? I Big bang skapades exakt lika mycket materia som antimateria, men idag lever vi i ett universum som verkar bestå enbart av materia. Vart tog antimaterien vägen? I det här scenariot kan man ju förvänta sig att vartefter universum börjar expandera och svalna så kommer all materia och antimateria att till slut stöta ihop och annihilera så att det enda som återstår är strålningsenergi. Det var precis vad som hände, men för en liten bråkdel av materian (en del på 10^{-10}) så hände inte detta, för att det inte fanns någon antimateria att annihilera mot. Så någon process i universums begynnelse gjorde skillnad mellan materia och antimateria. Man kan övertyga sig om att en sådan process måste bryta mot "CP-invarians" (C = laddningsombyte, eng. *charge conjugation*, P = paritet, se Dunlap s.242). Inom standardmodellen finns det ett fåtal sådana processer inom kvarkarnas svaga växelverkan, de vi diskuterade kortfattat i avsnitt 7. Men man kan konstatera att brottet mot CP-invariansen i dessa processer inte på långa vägar är tillräckligt stort för att förklara varför asymmetrin mellan materia och antimateria är som den är idag. Ett viktigt mål för partikelfysiken idag är därför att upptäcka och förstå andra processer som bryter mot CP-invarians.