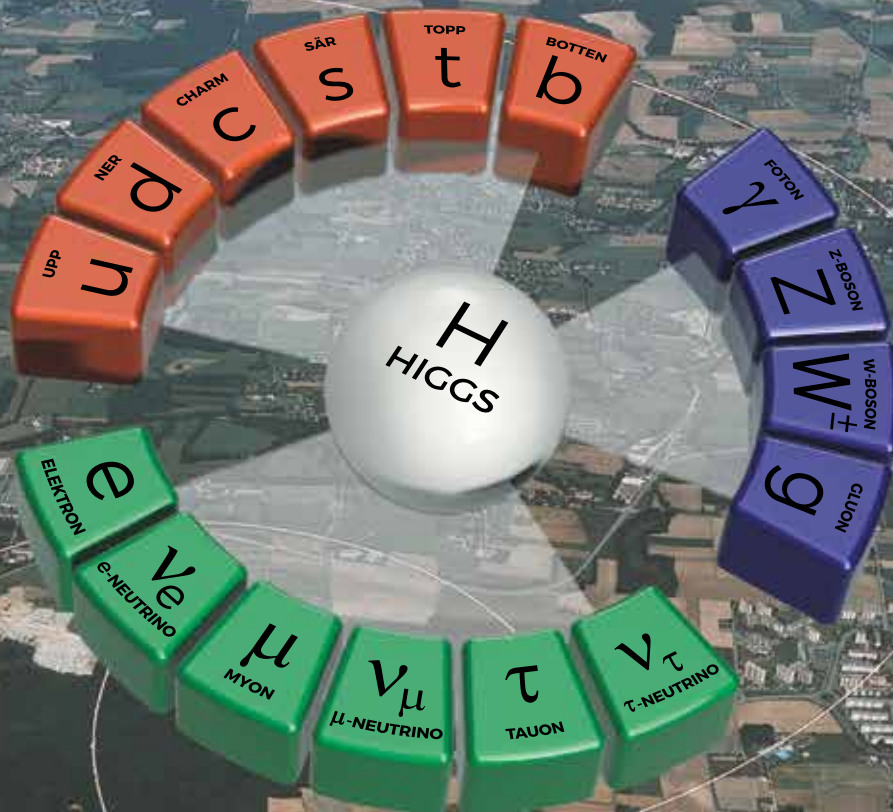


# KOSMOS

## STANDARDMODELLEN

SVENSKA FYSIKERSAMFUNDETS ÅRSBOK 2023



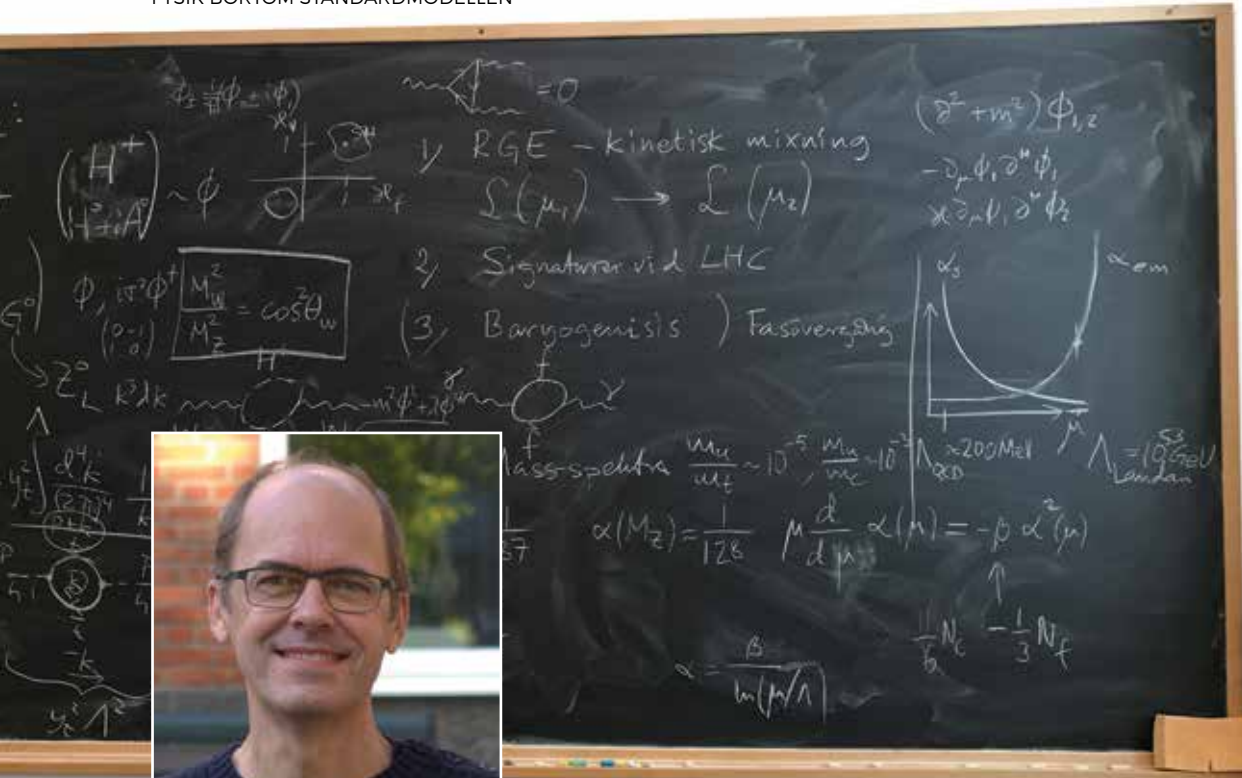
FYSIK BORTOM STANDARDMODELLEN - ELLER  
VARFÖR FYSIKER ALDRIG BLIR NÖJDA

© JOHAN RATHSMAN



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



**Johan Rathsmann**

är född och uppvuxen i Uppsala. Läste teknisk fysik vid Uppsala Universitet och disputerade sedan i högenergifysik 1996 med avhandlingen “Kvark- och leptonväxelverknningar: studier av kvantkromodynamik och Majorannetriner”, med Gunnar Ingelman som handledare. Efter postdoktorsvistelser på Stanford Linear Accelerator Center i Stanford, Kalifornien och vid CERN i Genève, Schweiz, återkom han sedan till Uppsala universitet först som forskarassistent och sedermera som universitetslektor. Flyttade därefter till Lund 2010 och är sedan 2023 anställd som universitetslektor vid fysiska institutionen.  
Foto: Johan Lindskoug.

Årets tema för Kosmos är standardmodellen. Men standardmodellen är, namnet till trots, inte en slutgiltig teori. Fysiker letar efter ännu bättre modeller och försöker hitta det som kan ligga bortom standardmodellens horisont. I det här bidraget tar Johan Rathsmann oss med på resor till några teori-bildningar som går utöver våra gängse modeller för materien och dess växelverknningar.

*Bilden: Skrivtavlan – fortfarande ett oundgängligt verktyg för att finna nya modeller bortom standardmodellen och idéer om hur de kan testas vid kolliderarexperiment, som de vid LHC.*

# Fysik bortom standardmodellen – eller varför fysiker aldrig blir nöjda

Standardmodellen är — precis som framgår av andra artiklar i detta nummer av Kosmos — en mycket framgångsrik teori som beskriver materiens fundamentala beståndsdelar och de krafter som verkar mellan dem. Trots det är många fysiker inte nöjda — varför? Det är en fråga som kan besvaras på många olika plan. Dels finns aspekter inom standardmodellen själv som vi inte riktigt förstår och dels finns frågor som standardmodellen inte kan besvara. Till den första kategorin hör till exempel frågan om varför kvarkarna och leptonerna har så olika massor och till den senare vad den mörka materien består av. I ett försök att närma oss dessa frågor kommer vi att göra ett antal ”resor” bortom standardmodellen.<sup>1</sup>

Den första resan handlar just om materiepartiklarnas massor. Standardmodellen i sig säger ingenting om vad massorna för materiepartiklarna ska vara utan de är så kallade fria parametrar i teorin. Neutrinerna tillhör de partiklar i standardmodellen som vi vet minst om. Vi vet att det finns åtminstone tre olika sorters neutrinor och att neutrinerna är mycket lättare än alla andra leptoner, som till exempel elektronen, och även alla kvarkar. I princip kan neutrinerna få massa på samma sätt som alla andra leptoner och kvarkar i standardmodellen, men samtidigt skulle de parametrar som bestämmer neutrinomassorna i så fall vara mer än en miljon gånger mindre än för de andra leptonerna och kvarkarna. Detta strider mot en grundläggande princip som omfattas av många te-

---

<sup>1</sup>Inspirationen till några av dessa resor kommer från Pierre Ramonds bok *“Journeys Beyond the Standard Model”*, Westview Press 2004, en bok som vänder sig till de som forskar i ämnet.

oretiska fysiker: alla dimensionslösa parametrar i Lagrangefunktionen som definierar teorin ska vara av storleksordning ett. Det innebär att den naturliga massskalan för materiepartiklar bestäms av Higgsfältets vakuumsförväntansvärde  $v \approx 246 \text{ GeV}$ .<sup>2</sup> Den övre experimentella gränsen för neutrinernas massor är cirka  $10^{11}$  (100 miljarder) gånger mindre än så — vilket gör att motsvarande massparametrar är mindre än  $10^{-11}$  och alltså ordentligt mycket mindre än ett. Den elegantaste lösningen för att förklara varför neutrinerna är så mycket lättare än andra materiepartiklar är den så kallade gungbrädemekanismen som ursprungligen föreslogs av Tsutomu Yanagida. Om den förklaringen stämmer skulle neutrinerna ha den unika egenskapen för materiepartiklar att de är sina egna antipartiklar.

Nästa resa i möjliga utvidgningar av standardmodellen är att betrakta vilka symmetrier som finns i modellen och vilka typer av växelverkningar de tillåter. Roberto Peccei och Helen Quinn insåg redan 1977 att standardmodellens symmetrier tillåter att den starka kraften bryter mot den kombinerade laddnings- och paritetssymmetrin CP.<sup>3</sup> Det finns dock inga experimentella bevis på att den starka kraften bryter CP vilket innebär att det måste finnas någon mekanism som gör att denna typ av växelverkan inte finns med i Lagrangefunktionen eller åtminstone att den parameter som bestämmer dess styrka måste vara mycket liten. Peccei och Quinn insåg att om denna parameter svarar mot ett fält kommer energin att minimeras när parametern har värdet noll, vilket alltså skulle kunna vara en möjlig förklaring. Strax därefter insåg Steven Weinberg och Frank Wilczek att detta fält svarar mot en ny partikel, som Wilczek kallade axion efter ett amerikanskt tvättmedelsmärke. Axionen är den bästa förklaringen till frånvaron av CP-brott i den starka kraften, men trots idogt sökande finns ännu inga direkta experimentella bevis för dess existens.

På många sätt är standardmodellen en fantastisk teori som kan göra mycket exakta förutsägelser vid de energiskalar vi hittills kunnat utforska experimentellt. Men vad händer vid höga energier? När energin blir tillräckligt hög kommer gravitationen inte längre vara försumbar jämfört med de elektromagnetiska, starka

<sup>2</sup>I denna artikel används så kallade naturliga enheter där ljusets hastighet  $c=1$ . Det innebär att energi och massa har samma enheter.

<sup>3</sup>I korthet innebär detta att teorin är oförändrad om alla partiklar byts mot antipartiklar och vice versa (laddningssymmetri) och rörelseriktningen för alla partiklar och antipartiklar kastas om (paritetssymmetri).

och svaga krafterna. Energiskalan där detta sker kallas ibland för Planckmassan,  $M_{\text{Planck}}$  och den är ca  $10^{16}$  gånger högre än Higgsfältets vakuumbärande värde. Standardmodellen själv kan utan problem extrapoleras till dessa gigantiska energinivåer, men i och med att gravitationen inte är inkluderad i standardmodellen vet vi att teorin då inte längre är giltig. Det innebär att det finns en högsta energiskala där standardmodellen kan gälla vilken brukar betecknas  $\Lambda$  och för enkelhets skull kan vi sätta den lika med Planckmassan. Problemet är nu bara att när vi räknar ut kvantkorrektionerna till Higgspartikelns massa kommer de vara proportionella mot denna skala. Det gör att Higgspartikelns massa kommer att ändras med ett bidrag som är cirka  $10^{16}$  gånger så stort som massan själv, vilket brukar kallas för finjusteringsproblemet. Återigen tycker fysiker inte om stora eller små tal så vi söker en bättre förklaring till varför Higgspartikelns massa är så mycket mindre än Planckmassan. Den mest genomgripande förklaringen för att lösa detta problem är supersymmetri, vilket är temat för den tredje resan.

Dessa tre resor har alla sin utgångspunkt i standardmodellens tillkortakommanden. I den fjärde resan kommer vi kortfattat att blicka utanför standardmodellen och betrakta några frågor som standardmodellen inte kan besvara: hur kommer det sig att all den materia som vi kan observera är just materia och inte antimateria och vad består den mörka materien av.

### Första resan: massiva neutriner

Neutrinerna är de materiepartiklar i standardmodellen som visat sig svårast att utforska. Det var först år 2000 som tauneutrinons existens bekräftades experimentellt och vi vet fortfarande inte de enskilda neutrinernas massor utan enbart skillnaden dem emellan. Dessa svårigheter beror på att neutrinerna bara växelverkar genom den svaga kraften och att det därför är mycket svårt att detektera dem.<sup>4</sup>

Vissa anser till och med att det faktum att vi experimentellt kunnat påvisa att neutrinerna måste vara massiva i sig utgör det första beviset på fysik bortom standardmodellen. De resonerar som följer. Vi vet att neutrinerna endast växelverkar via den svaga kraften. I själva verket är detta inte riktigt hela sanningen. Mer precist uttryckt är det bara en del av neutrinon som växelverkar svagt — den vänsterhänta delen.

<sup>4</sup>För mer om den svaga kraften se andra artiklar i detta nummer.

Kvantfältet för en materiepartikel kan delas upp i två delar, den vänster- respektive högerhänta delen,  $\psi = \psi_L + \psi_R$ , och det är alltså bara den vänsterhänta delen (betecknad med L) som växelverkar via den svaga kraften, den högerhänta delen (betecknad med R) växelverkar inte alls. Därmed är minimala materiepartikelinnehållet att bara ha med denna vänsterhänta del. Men för att kunna skriva ner en massterm för neutrinet i standardmodellens Lagrangefunktion,

$$\mathcal{L}_{m_\nu}^{\text{Dirac}} = m_D (\psi_R \psi_L + \psi_L \psi_R) \quad ,$$

behövs också ett högerhänt fält. Så om det inte finns några högerhänta neutrinofält kan vi inte skriva ner en massterm och därmed måste neutrinerna vara masslösa i standardmodellen. Om vi däremot antar att det även finns högerhänta neutriner i standardmodellen kan neutrinon få en massa på samma sätt som alla andra materiepartiklar — genom Higgsmekanismen — en så kallad Dirac-massa  $m_D = y_\nu \langle \Phi \rangle$ , där  $\langle \Phi \rangle = v$  är Higgsfältets vakuumförväntansvärde. Priset är dock att deras massparametrar  $y_\nu$  är mycket mycket mindre än alla andra,  $y_\nu < 10^{-11}$ .

Oavsett om högerhänta neutriner ska inkluderas i standardmodellen eller inte finns ett annat sätt att ge neutrinerna massa, som undviker dessa små parametervärden och som vore ett tydligt bevis på fysik bortom standardmodellen. Denna typ av massor kallas för Majoranamassor efter den italienske fysikern Ettore Majorana och motsvarande massterm kan skrivas

$$\mathcal{L}_{m_\nu}^{\text{Majorana}} = m_L \psi_L \psi_L \quad .$$

För att kunna skriva ner en sådan massterm måste dock neutrinon vara sin egen antipartikel, eller mer precist: antipartikeln till ett vänsterhänt neutrinofält är ett högerhänt antineutrinofält.

För att förstå vad detta innebär måste vi först komma tillbaka till frågan om vad som skiljer ett höger- respektive vänsterhänt fält. För ett högerhänt fält pekar spinnet i samma riktning som partikeln rör sig medan för ett vänsterhänt fält pekar det i motsatt riktning. Spinnet är en inneboende egenskap för partikeln och i detta fall, då spinnet antingen pekar åt samma eller motsatt håll som rörelseriktningen, kommer det inte ändras om vi gör en Lorentztransformation i partikelns rörelseriktning — men vilket håll partikeln rör sig åt kan ändras. Anta att vi har en högerhänt partikel som rör sig åt höger i ett visst referenssystem. Om partikeln har



massa och alltså rör sig med en hastighet som är lägre än ljushastigheten, kan vi göra en Lorentztransformation till ett system som rör sig snabbare åt höger än partikeln ifråga. I detta system kommer partikeln alltså att röra sig åt motsatt håll och därmed vara vänster- i stället för högerhänt. Det finns alltså ingen fundamental skillnad mellan höger- och vänsterhänta massiva partiklar utan det beror på i vilket referenssystem vi betraktar dem.

Då neutrinoen inte har några andra laddningar (den saknar både elektrisk och färgladdning då den bara växelverkar svagt) kan den i princip vara sin egen antipartikel. Om neutrinoen är sin egen antipartikel kommer alltså svaret på frågan om det är en partikel eller en antipartikel att bero på i vilket referenssystem vi observerar den. Om den är vänsterhänt är det en partikel, medan om den är högerhänt så är det en antipartikel. Detta kallas för en Majoranapartikel.

Skillnaden mot en Diracartikel är alltså att för Majoranapartikeln finns bara vänsterhänta partiklar och högerhänta antipartiklar (eller vice versa) medan för en Diracartikel finns både vänster- och högerhänta partiklar och detsamma för antipartiklar. Om vi räknar antalet olika möjligheter (eller tillstånd) får vi två för en Majoranapartikel och fyra för en Diracartikel.

Enklast vore om vi kunde lägga till en Majoranamassterm för den vänsterhänta neutrinoen till standardmodellen, men det skulle bryta mot standardmodellens symmetrier, så  $m_L = 0$ . Med andra ord måste neutrinoen i standardmodellen, med bara vänsterhänta neutriner, vara masslös även om vi antar att den är en Majoranapartikel.

Som antytts tidigare finns ett sätt att komma runt detta problem, genom den så kallade gungbrädesmekanismen. Den hjälper oss förstå varför neutrinomassorna är så små. För att åstadkomma detta behöver vi lägga till ytterligare en partikel till vår modell, närmare bestämt en högerhänt neutrino som också är en Majoranapartikel. Då den är högerhänt kommer den inte känna av den svaga kraften och således inte växelverka med någon av krafterna i standardmodellen. Därmed kan vi utan problem också lägga till en massterm för denna i Lagrangefunktionen

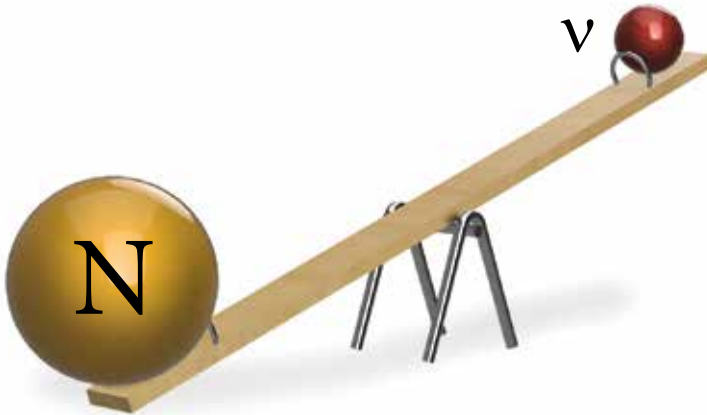
$$\mathcal{L}_{m_{\nu_R}}^{\text{Majorana}} = m_R \psi_R \psi_R \quad .$$

Vi har nu tre olika masstermer: en Majoranamassterm för den vänsterhänta Majorananeutrinoen, en för den högerhänta samt en

Diracmassterm som kopplar samman de två. För att beskriva dessa matematiskt underlättar det om vi skriver masstermerna på matrisform

$$\mathcal{L}_{m_\nu} = (\psi_L, \psi_R) \begin{pmatrix} m_L & m_D \\ m_D & m_R \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi_L \\ \psi_R \end{pmatrix},$$

där de olika massorna utgör den så kallade massmatrisen. För att få fram de fysikaliska masseegentillstånden måste vi diagonalisera denna. Med  $m_L = 0$  och  $m_D \ll m_R$  blir dessa  $m_\nu \simeq m_D^2/m_R$  respektive  $m_N \simeq m_R$ . Det är detta som kallas gungbrädesmekanismen — om  $m_R$  är tillräckligt stor i förhållande till  $m_D$  kommer vi få en neutrino som är mycket lätt och en som är mycket tung. Som exempel: om vi antar att  $m_D \sim 100$  GeV (så att den dimensionslösa massparametern är nära ett) och att  $m_\nu \sim 1$  eV i enlighet med experimentella begränsningar, får vi att  $m_R \sim 10^{13}$  GeV. Genom att lägga till en högerhänt Majoranapartikel med en massa av storleksordningen  $m_R \sim 10^{13}$  GeV och anta att neutrinerna är Majoranapartiklar kan vi således förklara varför deras massor är mycket mindre än alla andra materipartiklars, utan att behöva anta att parametrarna som bestämmer deras Diracmassor är mycket mindre än ett.



Figur 1: Gungbrädesmekanismen kan förklara hur vi får en mycket lätt neutrino genom att införa en mycket tung.

Om neutrinon är en Majoranapartikel kommer den alltså att kunna byta från att vara en partikel till en antipartikel, vilket i sin



tur innebär att leptontalet<sup>5</sup> bryts. En konsekvens av detta är att processer som inte är tillåtna i standardmodellen blir möjliga. Det kanske bästa exemplet är så kallat neutrinolöst dubbelt betasönderfall. Med dubbelt betasönderfall avses en process där en kärna sönderfaller genom att sända ut två elektroner samtidigt. I standardmodellen kommer dessa att åtföljas av två antineutriner. Processen kan skrivas

$$(A, Z) \rightarrow (A, Z + 2) + 2e^- + 2\bar{\nu}_e \quad ,$$

där  $A$  betecknar antalet nukleoner (protoner och neutroner) i kärnan och  $Z$  antalet protoner. Om neutrino är en Majoranapartikel så kan den ena antineutrino omvandlas till en neutrino som sedan förintas av den andra antineutrino, vilket ger oss processen

$$(A, Z) \rightarrow (A, Z + 2) + 2e^-$$

utan att några neutriner sänds ut. Som en följd av att impulsen bevaras i sönderfallet och att dotterkärnan i sönderfallet kommer att ha en mycket liten impuls på grund av sin stora massa, kommer detta ge en unik experimentell signatur med de två elektronerna utskickade åt rakt motsatt håll från varandra, med lika stor energi, given av masskillnaden mellan de två kärnorna. Det finns många experiment som letar efter neutrinolöst dubbelt betasönderfall, men det har fortfarande inte observerats.

### Andra resan: axioner och starkt CP-brott

Utan den starka kraften hade ingen materia som vi känner den kunnat existera. Gluonerna, som är den starka kraftens kraftbärare, binder samman kvarkarna i de protoner och neutroner som bygger upp all materia vi kan se. Det är en följd av att gluonerna växelverkar med sig själva på det sätt som beskrivs i Rikard Enbergs artikel i den här volymen av Kosmos, vilket i sin tur leder till att kvarkarna är fjättrade till varandra.

I Lagrangefunktionen beskrivs växelverkan mellan gluoner av en term

$$\mathcal{L}_{\text{gluon}}^{\text{CP-bev}} = \frac{1}{4} GG$$

där  $G$  beror av gluonfältet och CP-bev indikerar att termen bevarar den kombinerade laddnings- och paritetssymmetrin, CP. Då

<sup>5</sup>Leptontalet är summan av antalet neutriner, elektroner, myoner och tauoner minus antalet av motsvarande antipartiklar, i ett tillstånd.

gluonen har en färgladdning är det, till skillnad från för fotonen, skillnad på gluoner och antigluoner, som vi något förenklat kan beteckna  $\tilde{G}$ . Därmed går det också att skriva ner en term i den starka kraftens Lagrangefunktion som kopplar samman gluoner och anti-gluoner

$$\mathcal{L}_{\text{gluon}}^{\text{CP-brott}} = \theta \frac{\alpha_s}{8\pi} \tilde{G} G \quad ,$$

där  $\theta$  är en dimensionslös parameter,  $\alpha_s$  är ett mått på den starka kopplingen, och CP-brott indikerar att termen bryter CP. Apriori är det ingen skillnad mellan dessa två bidrag till Lagrangefunktionen. Båda uppfyller alla symmetrier som finns i standardmodellen och ur teoretisk synvinkel är de därför lika berättigade att ha med i teorin. Medan vi vet att den CP-bevarande växelverkan mellan gluoner finns — den är ju ansvarig för att den materia vi känner existerar — är läget det motsatta för den CP-brytande växelverkan. I dagsläget finns inga experimentella bevis för dess existens utan tvärtom finns mycket starka experimentella begränsningar på den dimensionslösa parametern  $\theta$  som anger dess styrka.

Den CP-brytande växelverkan för gluoner skulle bland annat ge upphov till en elektrisk laddningsasymmetri för system bundna av den starka kraften. De starkaste experimentella begränsningarna kommer från neutronens elektriska dipolmomente — eller rättare sagt frånvaron av ett sådant. Det enklaste exemplet på ett dipolmoment  $d$  är två elektriska laddningar  $+Q$  och  $-Q$  (alltså lika stora men med motsatt tecken) på ett avstånd  $x$  från varandra. Det ger dipolmomentet  $d = Qx$ . Mer komplexa system eller laddningsfördelningar kan också ha dipolmoment. Till exempel har en vattenmolekyl  $d_{\text{H}_2\text{O}} = 6,17 \times 10^{-30}$  Cm. Det är ganska nära vad man förväntar sig från storleken på en vattenmolekyl,  $1,2 \times 10^{-10}$  m, och beloppet av elektronens elektriska laddning  $e = 1,602 \times 10^{-19}$  C. För att göra detta ännu tydligare kan vi istället skriva dipolmomentet med hjälp av elektronens laddning:  $d_{\text{H}_2\text{O}} = 3,9 \times 10^{-11}$  em.

För neutronen skulle vi på liknande sätt kunna förvänta oss att dess elektriska dipolmoment som mest skulle kunna vara av storleksordningen  $d_n \sim 10^{-15}$  em, då neutronens storlek är cirka  $\sim 10^{-15}$  m och kvarkarna har laddning ungefär samma som elektronens ( $Q_u = \frac{2}{3}e$ ,  $Q_d = -\frac{1}{3}e$ ). En mer exakt beräkning ger  $d_n \sim \theta \times 10^{-18}$  em. Som jämförelse är den experimentella gränsen  $d_n < 1,8 \times 10^{-28}$  em. Alltså måste  $\theta$  vara mindre än  $\sim 10^{-10}$ .

Första steget för att förstå hur det kommer sig att den starka kraften bevarar CP togs som sagt av Peccei och Quinn då de insåg att parametern kan ersättas av ett dynamiskt fält, som vi kallar  $a$ , så att Lagrangefunktionen blir

$$\mathcal{L}_{\text{gluon}}^{\text{CP-brott}} \sim \frac{a}{f_{\text{PQ}}} \tilde{G}G \quad ,$$

där  $f_{\text{PQ}}$  är en karakteristisk masskala. Den avgörande insikten var att en sådan term kommer att öka vakuumentalenergin. Med andra ord är  $a = 0$  ett naturligt värde som minimerar den totala energin. Som för alla kvantfält finns det en tillhörande partikel och som redan nämnts gav Franck Wilczek den namnet *axion*.

Det finns många olika möjligheter att lägga till axioner till standardmodellen. Den enklaste är med ett extra Higgsfält, men detta visade sig snabbt vara uteslutet på grund av olika experimentella resultat. Istället finns nu mer komplicerade modeller för axioner. Axionen är masslös vid höga energier men vid låga bildas ett kondensat av kvarkar som ger den massa. Dess egenskaper i övrigt är mycket lika dem för den lättaste partikeln som växelverkar starkt — pionen. Till exempel kan en axion sönderfalla till två fotoner och en foton kan omvandlas till en axion i närvaro av ett starkt magnetfält. Det senare är i själva verket ett av de sätt som man använder för att experimentellt leta efter axioner.

Ett särskilt intressant sätt att leta efter axioner är genom så kallade ljus-genom-vägg-experiment. Idén är att rikta en mycket intensiv laserstråle genom ett starkt magnetfält mot en vägg och sedan ha en motsvarande magnet, samt en ljusdetektor, på andra sidan väggen. Förhoppningen är att kunna detektera en process där en foton från lasern omvandlas till en axion i magnetfältet. Axionen själv växelverkar mycket svagt med materia så den kan gå rakt igenom väggen. På andra sidan väggen omvandlas axionen åter till en foton i magnetfältet och kan sedan detekteras. Det finns många experiment som letar efter axioner, men, trots idogt sökande, har den ännu inte upptäckts.

### Tredje resan: supersymmetri

I den tredje resan behandlar vi supersymmetri och delar in den i tre etapper: först supersymmetri som idé, sedan motiveringen till att införa supersymmetri och slutligen något om dess konsekvenser.

## Supersymmetri som idé

Ur matematisk synvinkel är supersymmetri den mest generella möjliga rumtidssymmetrin, då den utvidgar Poincarésymmetrin<sup>6</sup> med en symmetri mellan bosoner och fermioner, eller annorlunda uttryckt mellan partiklar med hel- och halvtaligt spinn. Spinn är en kvantmekanisk egenskap som bestämmer hur partiklars tillstånd ändras under Lorentztransformationer. Enklaste exemplet är en så kallad skalär partikel som har spinn noll. Under en Lorentztransformation kan partikelns position och hastighet förändras men den har inga interna frihetsgrader. Annorlunda uttryckt beror det kvantfält som beskriver partikeln bara på dess position i rumtiden. Näst enklaste exemplet är partiklar med spinn en halv. Något oegentligt brukar de kallas fermioner, då de är de enda fundamentala partiklar vi känner till med halvtaligt spinn. En partikel med spinn en halv kan ha två olika interna tillstånd, vanligtvis kallade spinn-upp respektive -ner. Om vi gör en Lorentztransformation på en sådan partikel kommer inte bara dess position och hastighet att ändras utan i det allmänna fallet kan också spinnet transformeras.<sup>7</sup> Slutligen finns också fundamentala partiklar med spinn ett. De har två eller tre olika möjliga spinntillstånd, beroende på om de är masslösa eller inte, som kan påverkas av Lorentztransformationer. De brukar kallas för vektorfält, eller bara vektorer, då de transformeras på liknande sätt som de fyrvektorer som kan användas för att beskriva rumtiden.

Under vanliga Lorentztransformationer kommer alltså skalärer, fermioner och vektorer med nödvändighet att leva separata liv. Det går inte att göra om en skalär till en fermion eller vice versa, men det ändrar alltså supersymmetrin på. I enklaste fallet med en supersymmetri kommer det finnas kvantsuperfält som beskriver både skalärer och fermioner samtidigt, eller fermioner och vektorer. Med en supersymmetritransformation kan en skalär göras om till en fermion och vice versa. En fundamental egenskap för ett superfält är att alla partiklar har samma laddning och, så länge supersymmetrin inte är bruten, samma massa.

Smidigaste sättet att göra en supersymmetrisk variant av standardmodellen har visat sig vara genom att lägga till en så kallad superpartner för varje partikel i standardmodellen. För att få antalet

<sup>6</sup>*Symmetrin under Lorentztransformationer och translationer.*

<sup>7</sup>*Till skillnad från fallet med höger- och vänsterhänta neutriner betraktar vi här mer allmänna Lorentztransformationer.*

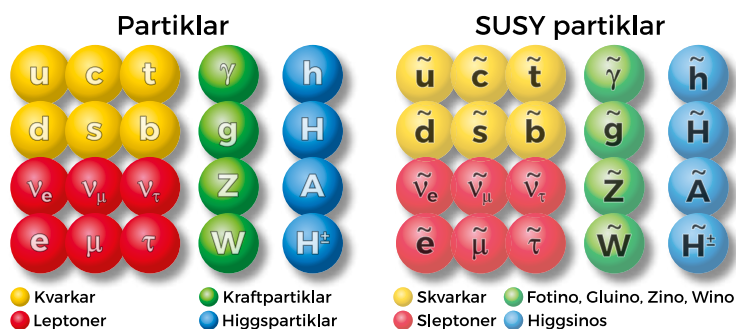
frihetsgrader att gå ihop måste det finnas så kallade kirala superfält med ett (komplext) skalärfält och ett vänster eller högerhänt fermionfält (kom ihåg att ett fermionfält kan delas upp i två delar: ett höger- och ett vänsterhänt fält och det är något av dessa som ingår i det kirala superfältet). På liknande sätt måste det också finnas så kallade vektorsuperfält med en vänster- eller högerhänt fermion och ett masslöst vektorfält.

För att hålla isär en partikel (eller ett fält) och dess superpartner används konventionen att fermionernas superpartners får ett extra *s* före namnet (sfermioner) medan Higgs- och kraftpartiklarnas partners får ett extra *ino* efter namnet. Med andra ord, den minimala supersymmetriska modellen innehåller högerhänta neutriner (fermioner) med "högerhänta" sneutriner (skalärer) som partners, vänsterhänta neutriner med "vänsterhänta" sneutriner och så vidare för de kirala superfälten och på liknande sätt har fotonen en fotinopartner, gluonen en gluino och så vidare i vektorsuperfälten.

Återstår så bara standardmodellens Higgsartikel. I enklaste schemat skulle det finnas en enda Higgsinopartner men det visar sig inte vara möjligt. Istället måste man lägga till ytterligare ett Higgsfält med motsatt svag laddning så att det finns två Higgsinopartiklar. Utan den extra Higgsinopartikeln skulle teorin bryta samman på kvantnivå på grund av något som kallas för anomalier, vilka skulle bryta symmetrier som finns i den grundläggande Lagrangefunktionen. (Till exempel skulle en sådan anomali kunna tillåta att en foton sönderfaller till två gluoner.) Alltså behövs den extra Higgsinopartikeln för att bevara teorins symmetriegenskaper på kvantnivå.

Med tillägget av det extra Higgsfältet och alla superpartners är partikelinnehållet i den minimala supersymmetriska modellen (ofta förkortad MSSM) bestämt. Notera att alla dessa partiklar i stort sett kan läggas till utan att introducera några nya parametrar, då alla massor och laddningar för superpartners är desamma som för deras motsvarigheter i standardmodellen. De enda nya parametrarna kommer från det extra Higgsfältet och hur de två Higgsfälten växelverkar med varandra. Dessa bestäms dock till stor del av supersymmetrin och i slutändan behövs bara en extra parameter jämfört med standardmodellen.

Så en exakt supersymmetrisk version av standardmodellen är mycket enkel, på många sätt till och med enklare än ursprungs-



Figur 2: Partiklarna i standardmodellen, med ett extra Higgsfält, och motsvarande supersymmetriska partners.

modellen, och den har många attraktiva egenskaper som vi strax ska återkomma till. Den lider dock av ett fundamentalt problem, närmare bestämt att den är uppenbart fel. Det finns till exempel inte någon supersymmetrisk partner till elektronen med samma massa och detsamma gäller för alla andra partiklar i standardmodellen. Det innebär att supersymmetrin måste vara bruten. På något sätt måste alla supersymmetriska partners vara så tunga att de inte har kunnat upptäckas experimentellt. Är då allt hopp förlorat? Nej, det beror mer precist på hur supersymmetrin är bruten. I själva verket går det att bryta supersymmetrin utan att flera av dess attraktiva egenskaper påverkas. I nästa etapp kommer vi se närmare på vad dessa egenskaper är och varför supersymmetri under lång tid varit paradexemplet på fysik bortom standardmodellen.

## Varför supersymmetri

Det primära argumentet för supersymmetri — förutom att alla symmetrier som är tillåtna av en modell också bör vara förverkligade — är att den kan lösa det så kallade finjusteringsproblemet. Detta är teoretiskt och i grund och botten frågan varför gravitationen är mycket svagare än alla andra krafter. Enligt både Newtons och Einsteins teorier är gravitationskraften mellan två objekt proportionell mot produkten av deras massor och omvänt proportionell mot avståndet mellan dem i kvadrat.

På liknande sätt är den elektriska kraften mellan två laddningar enligt Coulombs lag proportionell mot de två laddningarna och också omvänt proportionell mot avståndet i kvadrat. För två laddade partiklar med given massa och laddning är alltså skillnaden

mellan den gravitationella och elektriska kraften konstant. Om vi som exempel tar två protoner är elektriska kraften en faktor  $10^{36}$  större än gravitationella kraften. Med andra ord, om protonens massa istället vore  $\sim 10^{18}$  GeV skulle de två krafterna vara jämförbara. Frågan är då — hur kommer det sig att gravitationskraften är så mycket svagare än den elektriska?

Denna fråga skulle till stor del kunna avfärdas som snarast filosofisk eller metafysisk. Krafterna är vad de är och vi kan inte göra så mycket åt det. Ur teoretisk synvinkel är det på ett sätt tur att gravitationen är mycket svagare än de andra krafterna — det gör att vi kan försumma den när vi skriver ner teorin för standardmodellen. Problemet är bara att när vi vill ta hänsyn till kvanteffekter i standardmodellen kan gravitationen komma in bakvägen. Kvanteffekterna innebär att vi måste ta hänsyn till alla möjliga kvantfluktationer. På grund av Heisenbergs osäkerhetsrelation kan det skapas så kallade virtuella partiklar med obegränsad massa så länge deras livstid är tillräckligt kort. Det är som om det finns en kvantmekanisk bank där vi får låna hur mycket pengar/energi vi vill om vi bara lämnar tillbaka dem/den tillräckligt snabbt.

Eftersom standardmodellen inte inkluderar gravitationen måste vi begränsa oss till energier mindre än  $E \sim 10^{18}$  GeV när vi tar hänsyn till kvanteffekter. Annorlunda uttryckt måste vi kapa av teorin vid dessa höga energier (betecknade  $\Lambda$ ). Hur påverkar då denna begränsning av teorin förutsägelseerna från standardmodellen?

Kvantfluktuationerna påverkar såväl laddningen som massan. Till exempel kommer de att skärma laddningen för en elektron så att den ser större ut ju mer vi zoomar in när vi betraktar den. På liknande sätt kommer en partikels massa att påverkas av kvantfluktuationer. Ta åter exemplet med en elektron. När den rör sig i rumtiden gör kvantfluktuationerna att det ibland inte bara är en elektron utan också ett virtuellt partikel-antipartikelpar som bidrar till massan. Bidraget till massan beror på sannolikheten för en sådan fluktuation och de virtuella partiklarnas massa.

För fermioner, det vill säga alla materiepartiklar som kvarkar och leptoner, visar det sig att förändringen av deras massa är proportionell mot massan självt och att den bara beror logaritmiskt på massan för de virtuella partiklarna. Matematiskt uttryckt ges massförändringen av  $\Delta m_f \propto m_f \log \frac{M_{\text{virt}}}{m_f}$ . Det innebär, till exempel, att en masslös fermion kommer att vara fortsatt masslös även



då kvantfluktuationer inkluderas. I grunden beror det på att en masslös fermion svarar mot en extra symmetri — kallad kiral — och om inte den symmetrin bryts av kvantfluktuationerna kommer den garantera att massan inte ändras.

För Higgspartikeln däremot kommer de virtuella partiklarna att direkt påverka dess massa. Matematiskt uttryckt ges förändringen av  $\Delta m_H \propto M_{\text{virt}}$ . Skillnaden mot fermioner är att det för skalärer som Higgspartikeln inte finns någon extra symmetri om massan är noll. Dessutom beror tecknet på bidraget från de virtuella partiklarna på deras spinn. Skalärer med spinn noll ger ett positivt bidrag medan fermioner med spinn en halv ger ett negativt bidrag. I standardmodellen ger med andra ord toppkvarken ett stort negativt bidrag till Higgspartikelns massa medan Higgspartikeln själv ger ett positivt bidrag.

Så hur påverkar nu begränsningen av kvantfluktuationerna förutsägelsena från standardmodellen. Det visar sig att begränsningarna rent matematiskt fungerar på samma sätt som en virtuell skalärpartikel med massan  $\Lambda$ . Begränsningen av kvantfluktuationerna ger ett positivt bidrag till Higgspartikelns massa av storleksordningen  $\Lambda$ , det vill säga

$$m_H = m_H^{(0)} + \Lambda \quad ,$$

där  $m_H^{(0)}$  är Higgspartikelns massa utan kvantfluktuationer och  $\Lambda \sim 10^{18}$  GeV. Finjusteringsproblemet är nu att för att få rätt värde på Higgspartikelns massa,  $m_H \approx 125$  GeV, måste  $m_H^{(0)}$  vara negativt och framförallt måste absolutbeloppet av  $m_H^{(0)}$  och  $\Lambda$  vara lika stora med precisionen en del på  $10^{16}$ . Detta kallas för finjustering och det är allmänt vedertaget att för mycket finjustering är onaturligt. Den naturliga massan för Higgspartikeln borde istället vara densamma som  $\Lambda$ .

Supersymmetris lösning på detta problem är både enkel och elegant: i en supersymmetrisk teori har Higgspartikeln och dess partner Higgsinon samma massa. Och då Higgsinon är en fermion kommer den kirala symmetrin göra att kvantfluktuationerna bara kan ändra massan logaritmiskt och därmed gäller detsamma för Higgspartikeln. Så i en teori med exakt supersymmetri är finjusteringsproblemet borta. Frågan om varför gravitationen är mycket svagare än de övriga krafterna kvarstår, men vi behöver inte längre bekymra oss om varför  $m_H \ll \Lambda$ .

Men, invänder vän av ordning, supersymmetrin är ju bruten! Det är sant, men om vi bara bryter supersymmetrin mjukt

genom att lägga till en viss typ av massor för supersymmetriska partners kommer kvantfluktuationernas effekt på Higgspartikelns massa fortfarande endast bero logaritmiskt på  $\Lambda$ .

### Konsekvenser av supersymmetri

Ett problem med den mest generella supersymmetriska varianten av standardmodellen är att den tillåter lepton- och baryontalsbrytande termer i Lagrangefunktionen. Den skulle till exempel tillåta att en proton sönderfaller till en pion och en positron,  $p \rightarrow \pi^0 + e^+$ . I standardmodellen är sådana sönderfall inte tillåtna och den experimentella nedre gränsen för protonens halveringstid är mycket hög,  $\tau_{\text{proton}} > 1,7 \times 10^{34}$  år (se Karin Schönning's artikel i denna upplaga av Kosmos).

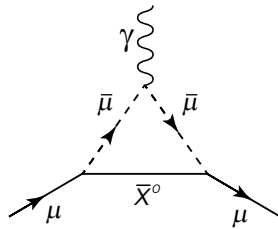
För att råda bot på detta kan vi anta att den minimala modellen (MSSM) bevarar något som kallas  $R$ -paritet. För varje partikel bestäms  $R$ -pariteten av  $R = (-1)^{3B+L+2S}$  där  $B$  är baryontalet (kvarkar och skvarkar har  $B = 1/3$  medan leptoner och sleptoner har  $B = 0$ ),  $L$  är leptontalet (kvarkar och skvarkar har  $L = 0$  medan leptoner och sleptoner har  $L = 1$ ), och  $S$  är spinnet (kvarkar och leptoner har  $S = 1/2$  medan skvarkar och sleptoner har  $S = 0$ ). Det gör att alla partiklar i standardmodellen har  $R = 1$  medan deras supersymmetriska partners har  $R = -1$ . För ett tillstånd med flera partiklar bestäms  $R$ -pariteten för hela tillståndet av produkten av  $R$ -pariteten för de ingående partiklarna. Till exempel har alltså ett slepton-antisleptonpar  $R$ -pariteten  $R = (-1)^2 = 1$ . Så om  $R$ -pariteten bevaras kommer supersymmetriska partners bara kunna produceras parvis, vilket i sin tur gör att baryon- och leptontal bevaras.

En annan intressant konsekvens av att  $R$ -pariteten bevaras i alla reaktioner är att den lättaste supersymmetriska partnern måste vara stabil. För att förstå detta närmare tänker vi oss att vi betraktar sönderfallet av en supersymmetrisk partner. Begynnelse-tillståndet har  $R = -1$  och eftersom  $R$ -pariteten bevaras måste även sluttillståndet innehålla ett udda antal supersymmetriska partners, det vill säga minst en. Därmed kan den lättaste supersymmetriska partnern alltså inte sönderfalla.

Framförallt två konsekvenser av detta är värda att lyfta fram. För det första är den lättaste supersymmetriska partnern (LSP) en utmärkt kandidat för mörk materia. Om dess massa är av samma storleksordning som Higgspartikelns och den enbart växelver-

kar genom den svaga kraften skulle den kunna förklara mängden mörk materia vi vet finns idag genom experimentella observationer. En annan konsekvens av att  $R$ -pariteten bevaras är dels att supersymmetriska partners alltid måste produceras parvis i experiment som de vid LHC och dels kommer var och en av dessa partners att sönderfalla till en LSP som försvinner ut från detektorn utan att lämna några spår. Den första egenskapen gör att det krävs mer energi för att producera dessa partiklar och den andra gör att de kan vara mycket svårare att upptäcka. Mer om detta i Else Lytkens artikel i denna upplaga av Kosmos.

Innan vi avslutar denna resa ska vi kort beröra supersymmetriska bidrag till myonens anomala magnetiska moment,  $(g-2)_\mu$ , som i mer detalj beskrivs i Nils Hermansson-Truedssons artikel. På liknande sätt som för partiklars laddning och massa kommer kvantfluktationer i form av virtuella partiklar att ändra värdet för dess magnetiska momentet. Superpartners kommer också bidra till  $(g-2)_\mu$ . Till exempel kan kvantfluktuationer med en smyon och en neutralino<sup>8</sup> ge ett bidrag som förklarar skillnaden mellan det som observerats experimentellt och förutsägelsen från standardmodellen.



Figur 3: Exempel på ett superpartnerbidrag till myonens magnetiska momentet: en kvantfluktation med en smyon  $\bar{\mu}$  och en neutralino  $\bar{\chi}^0$ .

I själva verket är det förhållandevis enkelt att hitta värden på de parametrar som bryter supersymmetrin så att eventuella avvikelser från standardmodellen kan förklaras för en enskild observabel som  $(g-2)_\mu$ . Svårigheten är istället att inte skapa avvikelser från standardmodellen där sådana inte finns och till exempel inte heller skapa för mycket mörk materia. För att åstadkomma detta

<sup>8</sup>Neutralinon är en blandning av alla supersymmetriska partners med spinn en halv och utan elektrisk eller färgladdning, som till exempel fotonen.

görs stora genomlysningar av parameterrummet för att hitta vilka delar som är tillåtna och vilka som är experimentellt uteslutna.

### Fjärde resan: fysik och universums utveckling

Partikelfysik bortom standardmodellen har inte bara konsekvenser för den mikroskopiska världen utan också för den makroskopiska och universums utveckling.

Enligt standardmodellen skapades lika mycket materia som antimateria vid big bang, men sedan hände något som gjorde att det, så vitt vi vet, idag bara är materia kvar. Nästan all materia och antimateria förintades efter big bang och kvar blev i stort sett bara ljus, eller fotoner, som utgör den kosmiska bakgrundstrålningen. Uppskattningsvis var det en på cirka två miljarder materiepartiklar som överlevde och därmed utgör dagens synliga universum. Processen som skapade den materia vi kan observera idag kallas baryogenesis. I princip skulle standardmodellen kunnat beskriva hur detta gick till.

I det tidiga universum, när temperaturen var tillräckligt hög, var alla partiklar masslösa, då Higgsfältets vakuumförväntansvärde var lika med noll. När temperaturen sjönk bröts så den elektrosvaga symmetrin och Higgsfältet fick sitt vakuumförväntansvärde. På liknande sätt som när vatten kokar eller fryser till is ändras tillståndet eller fasen för materien. Från att ha varit masslös blir den plötsligt massiv — en så kallad fasövergång. Andrei Sakharov ställde upp tre villkor som måste vara uppfyllda för att baryogenesis ska vara möjlig i samband med att den elektrosvaga symmetrin bryts:

1. det finns processer som bryter CP och P-symmetrierna,
2. det finns processer som bryter baryontal, och
3. fasövergången sker i frånvaro av termisk jämvikt.

Som sagt skulle i princip alla dessa tre villkor kunnat vara uppfyllda i standardmodellen, men det har visat sig att mängden CP-brott i standardmodellen är för litet och dessutom är Higgspartikelns massa för stor för att fasövergången ska kunna vara ur termisk jämvikt. Däremot finns det så kallade sphaleronprocesser i standardmodellen som kan omvandla tre baryoner till tre antileptoner och därmed bryter baryontalet.

Det finns gott om experimentella bevis på att den största delen av materien i universum är mörk. Med detta menas att den inte

påverkas av de elektromagnetiska och starka krafterna. Neutriner-  
na är alltså en möjlig kandidat till mörk materia, men det visar sig  
att de inte har rätt egenskaper då de ger het mörk materia i stället  
för kall. Het mörk materia innebär att materiepartiklarna har hög  
rörelseenergi i förhållande till deras massa, som en het gas, medan  
kall mörk materia har låg rörelseenergi i förhållande till massan.  
Axioner däremot kan utgöra den mörka materien och på liknande  
sätt kan den lättaste supersymmetriska partikeln utgöra den mör-  
ka materien som redan nämnts ovan. Mer om mörk materia finns  
att läsa i tidigare nummer av Kosmos.

## Avslutningsord

Teorier för fysik bortom standardmodellen är ett mångfacetterat  
ämne och denna artikel har bara berört några exempel. Gemen-  
samt för dem är att de försöker förklara olika tillkortakomman-  
den hos standardmodellen. En viktig ledstjärna i arbetet med att  
formulera nya teorier är att de ska vara naturliga i meningen att  
det inte finns mycket små eller stora parametrar. Fysiken bortom  
standardmodellen är inte heller begränsad till att utforskas expe-  
rimentellt vid olika anläggningar utan har också konsekvenser för  
delar av universums utveckling och nuvarande tillstånd.



## Vidare läsning

Carroll, S. (2013). *The Particle at the End of the Universe: How the  
Hunt for the Higgs Boson Leads Us to the Edge of a New  
World*. Dutton.

Cox, B. och Forshaw, J. (2012). *Quantum universe*. Penguin  
Books.

Hawking, S. (2007). *The theory of everything*. Phoenix Books.

Randall, L. (2012). *Knocking on heaven's door*. Vintage Books.

Weinberg, S. (1993). *The first three minutes*. Basic Books.

