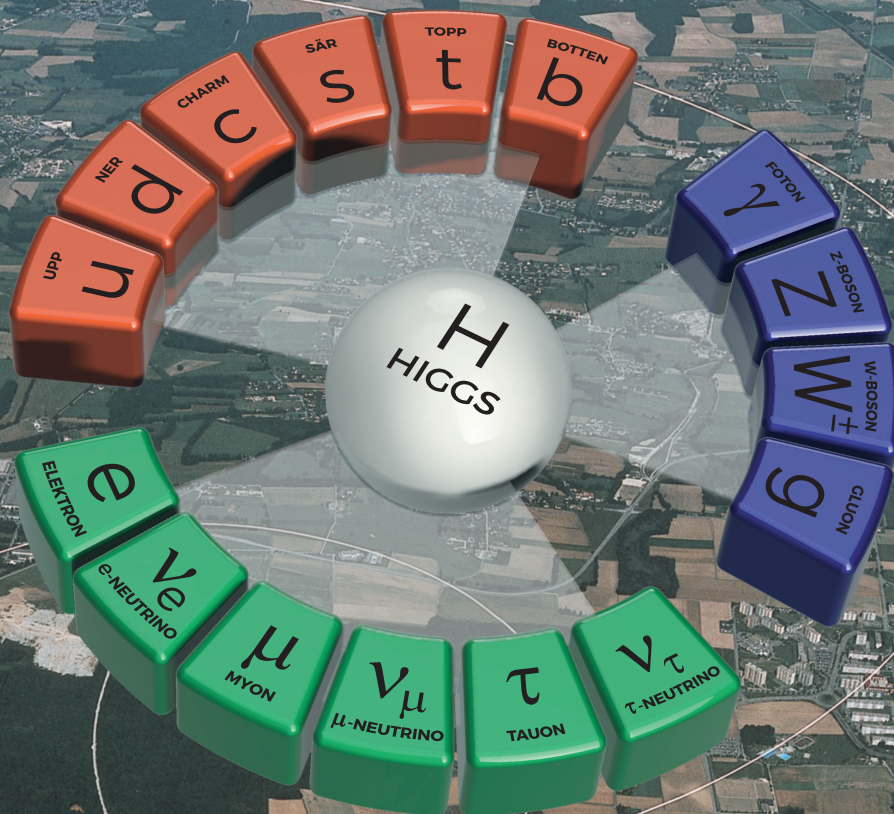


KOSMOS

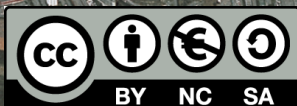
STANDARDMODELLEN

SVENSKA FYSIKERSAMFUNDETS ÅRSBOK 2023



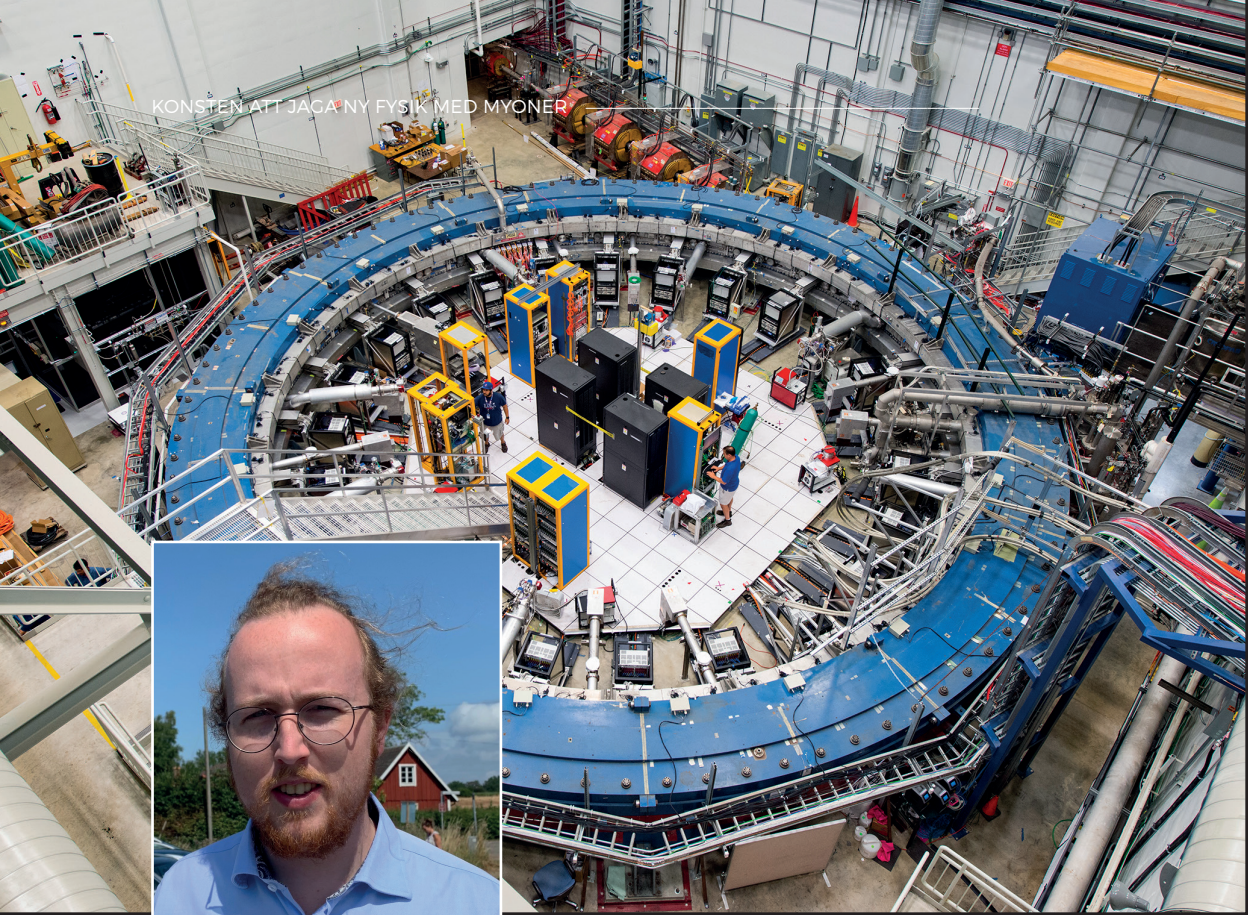
KONSTEN ATT JAGA NY FYSIK MED MYONER

© NILS HERMANSSON-TRUEDSSON



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

SVENSKA
FYSIKER
SAMFUNDET



Nils Hermansson-Truedsson är postdoc vid The University of Edinburgh i Skottland och arbetar med precisionsberäkningar inom Standardmodellen. Särskild fokus ligger på myonens magnetiska moment och partikelsönderfall av hadroner. Han disputerade vid Lunds Universitet 2019 och har sedan varit postdoc i både Bern och Lund.

Så sent som i augusti i år hölls en presskonferens i Chicago om nya resultat av mätningar av myonens anomala magnetiska moment. Det finns det som antyder, och de som tror eller hoppas, att helt ny fysik kan komma att hittas genom dessa experiment. Vi bad Nils Hermansson-Truedsson att med all hast skriva om detta redan i årets upplaga av Kosmos.

Bilden: Experimentringen på Fermilab för myonprojektet. Då myonerna snurrar runt i ringen kan deras magnetiska moment mätas och sålunda dess värde på g-2. Foto: Reidar Hahn, Fermilab.

Konsten att jaga ny fysik med myoner

Standardmodellen har historiskt sett fungerat mycket bra, men vi vet att den inte är komplett. Ett sätt att leta efter ny fysik bortom standardmodellen är att försöka skapa och detektera nya partiklar i experiment. Typexemplet på ett sådant förfarande är kollisionsexperiment, där fysiker låter olika typer av partiklar kollidera med mycket hög energi. Genom Einsteins ekvivalens mellan massa och energi kan detta ge upphov till hittills okända partiklar (t.ex. supersymmetriska, se artikel av Johan Rathsman i denna upplaga).

Ett annat sätt att leta efter ny fysik är på indirekt manér. Vad menar man då med att indirekt söka efter ny fysik? Jo, standardmodellen är i nuläget vårt bästa verktyg att beskriva mikrokosmos och vi kan med hjälp av allehanda metoder göra förutsägelser med hjälp av den. En sådan förutsägelse kan sedan jämföras med experimentella mätningar, och om resultaten inte stämmer överens har man bevisat att det finns nya partiklar i naturen (eftersom dessa ju finns med i vad experimentet mäter). Effekterna av de nya partiklarna kan vara mycket små, varför det ofta krävs extremt noggranna mätningar och beräkningar med många värdesiffror.

En fysikalisk storhet som sedan länge har varit intressant för sådana test av standardmodellen är myonens så kallade magnetiska moment. I föreliggande artikel kommer jag förklara vad denna magnetiska egenskap innebär, hur den mäts och beräknas, samt hur nära (eller långt ifrån) att hitta nya partiklar vi är.

Magnetiska moment och myoner

Elementarpartiklar kan växelverka med elektromagnetiska fält. Detta är relaterat till laddning samt till magnetiska och elektriska dipolmoment hos partiklarna i fråga. Inom den klassiska fysikens ramar kan det magnetiska dipolmoment relateras till rö-

relsemängdsmoment, men för kvantmekaniska partiklar med den fundamentala egenskapen spinn fås dessutom ett inre magnetiskt moment som ges av

$$\boldsymbol{\mu}_\ell = g_\ell \frac{Q_\ell e}{2m_\ell} \mathbf{S} \quad (1)$$

Här är \mathbf{S} spinnvektorn, Q_ℓ är partikelns laddning i enheter av elementarladdningen e , och m_ℓ dess massa. Elektroner, myoner och tauoner är leptoner, och eftersom dessa är partiklarna av intresse här har alla symboler ett ℓ som index ($\ell = e, \mu, \tau$). Ekvationen ovan definierar den gyromagnetiska kvoten g_ℓ , vilket är vad vi kommer intressera oss för i resten av denna artikel. Vi noterar i förbifarten att leptoner i kvantmekaniken har halvtaligt spinn, vilket innebär att om man mäter spinnets projektion längs en viss axel så är det kvantiserat till magnitud $\hbar/2$. Spinnvektorn \mathbf{S} är också viktig för eventuella elektriska dipolmoment.¹

Den dimensionslösa gyromagnetiska kvoten g_ℓ , eller för enkelhetens skull enbart g -faktorn, kan kanske kännas som en abstrakt storhet. Dess faktiska värde är däremot extremt viktigt, eftersom det är genom mätningar av detta man kan leta efter ny fysik. För att förklara hur börjar vi med den brittiske fysikern Paul Dirac (1902-1984). I hans teori för att beskriva relativistisk kvantmekanik är g -faktorn exakt lika med två, alltså $\boldsymbol{\mu}_\ell = \frac{Q_\ell e}{m_\ell} \mathbf{S}$ i ekvation (1). Vi tänker oss nu att vi låter en lepton röra sig i en cirkulär bana i ett likförmigt magnetfält (se Figur 1a), som är riktat vinkelrätt mot den tvådimensionella banan. Om spinnvektorn \mathbf{S} från början är parallell med leptonens rörelsemängd \mathbf{P} säger oss Diracs g -faktor $g_\ell = 2$ att dessa två vektorer kommer fortsätta vara parallella under hela rörelsen. Om g -faktorn däremot inte är lika med två kommer spinn- och rörelsemängdsvektorerna inte vara parallella (se Figur 1b). Detta beskrivs inom fysiken av så kallad Larmorprecession. Utan att gå in på detaljer så rör sig leptonen i den cirkulära banan med en vinkelfrekvens

$$\omega_c = \frac{eB}{m_\ell \gamma} \quad .$$

Här är B magnetfältets styrka och $\gamma = 1/\sqrt{1-v^2/c^2}$ är Lorentz-faktorn från Einsteins speciella relativitetsteori. Spinnvektorn har

¹I standardmodellen saknar leptoner elektriskt dipolmoment. Om ett sådant ändå skulle finnas vore det också ett tecken på ny fysik.

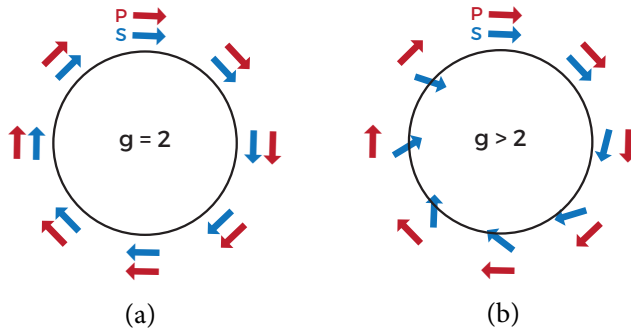
istället en vinkelfrekvens kring magnetfältets riktning (Larmorfrekvensen)

$$\omega_s = \omega_c + \frac{(g_\ell - 2)}{2} \frac{eB}{m_\ell} . \quad (2)$$

Här ser vi direkt att $\omega_c = \omega_s$ om och endast om $g_\ell = 2$. Skillnaden ges alltså av differensen

$$a_\ell = \frac{g_\ell - 2}{2} ,$$

som kallas leptonens *anomala magnetiska moment*. Leptonen här kan alltså vara antingen elektron, myon eller tauon, var och en med sitt egna specifika moment.



Figur 1: Här låter vi en myon röra sig cirkulärt i ett pålagt magnetfält riktat ut ur pappret. Vi antar att myonen har skjutits in i banan högst upp i cirkeln, med en viss rörelsemängd \mathbf{P} och spinnvektor \mathbf{S} . I (a) är g -faktorn exakt två, som i Diracs relativistiska kvantmekanik, medan vi i (b) ser det riktiga scenariot $g > 2$.

Så här långt har vi sett vad som skulle hända om g -faktorn skiljde sig från Diracs förutsägelse $g_\ell = 2$. Hur förhåller det sig då i verkligheten? Atomfysiker kunde under förra seklets första hälft fastslå för elektroner att g_e faktiskt är mycket nära två, inom ett felintervall givet av mätfelet. År 1947 hade dock mätningarna blivit så pass precisa att man såg en avvikelse : $g_e \approx 2,0024$. Med andra ord är det anomala magnetiska momentet inte noll, $a_e \neq 0$, och vi förväntar oss scenariot i Figur 1(b).

När man experimentellt såg att den teoretiska förutsägelsen inte stämde, kunde man dra slutsatsen att Diracs teori på något sätt inte riktigt fungerade. Svaret på denna gåta kommer från kvantfältteori, där det konstant dyker upp och försvinner partiklar ur in-

tet och ändrar växelverkan med magnetfältet. Denna effekt kommer vi diskutera grundligt senare, och vi dröjer därför kvar en stund med lite allmänna observationer.

Det var alltså genom precisionstest av teoretiska förutsägelser som man insåg behovet av kvantfältteori och efter senare arbete kunde utveckla standardmodellen. Än idag letar vi efter ny fysik med hjälp av magnetiska moment, genom att jämföra det beräknade värdet från standardmodellen med det experimentellt uppmätta. Om de inte stämmer överens betyder det att det finns nya partiklar. Teoretiska fysiker insåg tidigt att om de nya partiklarna har en massa M som är mycket större än leptonmassan m_ℓ , så beror a_ℓ på massorna enligt

$$a_\ell \propto \frac{m_\ell^2}{M^2} . \quad (3)$$

Om vi antar att partiklarna med massan M kopplar lika starkt till elektroner, myoner och tauoner ser vi här att det är leptonmassan m_ℓ som styr vilket magnetiskt moment som påverkas mest av de nya partiklarna. Leptonmassorna är

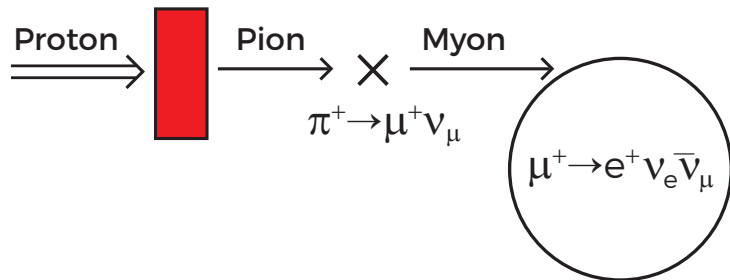
$$\begin{aligned} m_e &\approx 0,511 \text{ MeV}/c^2 , \\ m_\mu &\approx 105,658 \text{ MeV}/c^2 , \\ m_\tau &\approx 1776,84 \text{ MeV}/c^2 . \end{aligned}$$

Myonen är alltså cirka 200 gånger tyngre än elektronen, och tauonen i sin tur cirka 3500 gånger tyngre. Följaktligen är effekterna av partiklar med massan M i a_ℓ i ekvation (3) störst för tauoner, åtföljt av myoner och sist elektroner. I jakten på ny fysik vore det därför bäst med precisionstest av a_τ . Tyvärr är tauoner mycket kortlivade, och därför extremt svåra att hantera experimentellt. Istället har man sedan 1957 fokuserat på myonens anomala magnetiska moment, a_μ , där det sedan länge verkar finnas en avvikelse mellan teori och experiment. Nyckelordet här är verkar, och nedan kommer vi undersöka hur det idag ligger till på både den experimentella och den teoretiska sidan.

Sammanfattningsvis nämner vi att det utöver denna jakt på ny fysik än idag pågår mätningar av elektronens magnetiska moment. Detta för att man då också kan bestämma den fundamentala finstrukturkonstanten α , som bestämmer styrkan av elektromagnetisk växelverkan mellan elementarpartiklar med hög noggrannhet.

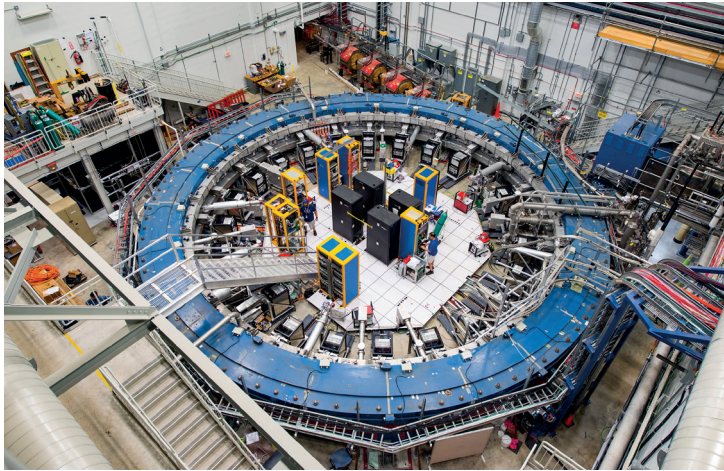
Experimentella mätningar av a_μ

Nu när vi förstått hur viktigt det är med precisionstest av standardmodellen måste vi titta på hur man kan mäta a_μ . Den första mätningen gjordes vid Columbia University 1960, och i dagsläget utförs experimentet på Fermilab i Chicago. Grundprincipen bakom mätningen är samma som i Figur 1 — man skickar in myoner i en magnetisk ring och mäter a_μ från vinkelfrekvensen ω_s i ekvation (2). Detta är enklare sagt än gjort, och vi går därför i korta drag igenom de viktigaste stegen. Proceduren är illustrerad i Figur 2, och den riktiga magneten på Fermilab syns i Figur 3.



Figur 2: En schematisk bild av Fermilabs experiment. Protoner skjuts mot en måltavla, så att pioner skapas. Dessa pioner sönderfaller sedan till bland annat antimyoner som kan skickas in i den cirkulära banan med ett likformigt vinkelrätt magnetfält (ut ur pappret). Positronerna som antimyoner sönderfaller till mäts sedan i detektorer kring banan.

Först av allt måste man skapa myoner som färdas med en hastighet nära ljusets. Dessa partiklar är inte stabila, men kan produceras från sönderfall av pioner. Pioner är sammansatta partiklar av två upp- och nedkvarkar, men de är inte heller inte stabila. De kan dock skapas genom att skjuta protoner, som vi enkelt kan få tag på, mot måltavlor av speciella material. Det här är då precis vad som görs: från protoner till pioner och sedan myoner. De positivt laddade antimyoner som produceras skickas sedan in i en cirkulär magnet, där de får snurra tills de slutligen sönderfaller till positroner (elektronens antipartikel) och neutriner. Att det är antimyoner som experimentet utförs med spelar ingen roll — det magnetis-



Figur 3: Den faktiska magneten på Fermilab. Det är i den här som myonerna i texten snurrar runt och till sist sönderfaller till bland annat positroner (foto: Fermilab).

ka momentet måste vara samma för myoner och antimyoner. Av denna anledningen kallar vi för enkelhets skull partiklarna enbart myoner här.

En bra fråga vid det här laget är hur man kan säga något om myonernas spinn ifrån detta förlopp. Enkelt förklarat så skapas positronerna med stor sannolikhet i spinnvektorns riktning. Genom att noggrant mäta positronerna i detektorerna (med så kallade kalorimetrar) som omger hela magneten kan man komma åt vinkelfrekvensen, och med god kännedom av det magnetiska fältet, slutligen få fram a_μ från ekvation (2).

Eftersom a_μ har mätts i flertal experiment tar man ett medelvärde av dessa när man ska jämföra med standardmodellen. Senaste medelvärdet med resultat från Fermilab i augusti 2023 är

$$a_\mu^{\text{exp}} = 0,00116592059 \pm 22 \quad , \quad (4)$$

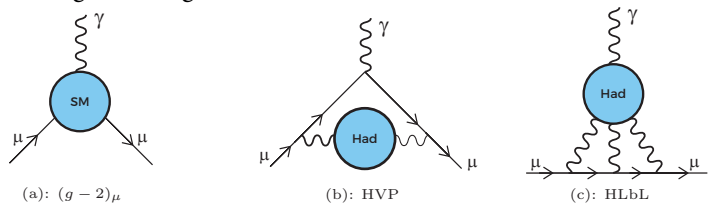
där ± 22 är den relativa osäkerheten som motsvarar en precision på ofattbara 0,19 miljondelar (ppm). Sedan det tidigare värdet som presenterades 2021 har felet mer än halverats. Fermilab väntas komma med sitt slutgiltiga resultat under 2025 när all mätdata har analyserats.

Det finns planer på ett nytt experiment med helt annan teknik vid anläggningen JPARC i Japan. Om allt går som planerat kommer de påbörja sin studie under tjugotalets andra hälft.

Standardmodellens förutsägelse

Att göra en teoretisk förutsägelse från standardmodellen kräver först av allt en förståelse för vad som måste beräknas. Vi önskar alltså beskriva hur en myon växelverkar med ett externt magnetiskt fält. I mikrokosmos sker denna växelverkan via fotoner γ , som är kraftbärare för den elektromagnetiska kraften. Detta låter kanske som en enkel uppgift, men kvantfältteorin tillåter att det ur intet skapas och förintas virtuella partiklar som kan växelverka dels med myonen och dels med fotonen. Detta ändrar hur stark kopplingen mellan myon och foton är, och i sin tur värdet på a_μ .

Det finns oändligt många sätt dessa virtuella partiklar kan uppstå och påverka myonen, och för att beräkna a_μ måste man i princip ta hänsyn till alla. Diagrammatiskt kan detta visualiseras som i Figur 4(a), där den blå bubblan kan innehålla vilken standardmodellpartikel som helst. Det är praktiskt taget omöjligt att ta med alla möjligheter i beräkningen, men som tur är så blir bidragen från dessa generellt sett mindre och mindre ju mer komplicerad växelverkan blir. Alltså kan man som teoretisk fysiker beräkna ett ändligt antal bidrag och osäkerheten i förutsägelsen beror på hur många man tagit med.



Figur 4: En diagrammatisk representation av myonens (μ) växelverkan med ett externt magnetiskt fält (fotonen γ). I (a) innehåller den blå bubblan alla möjliga bidrag från standardmodellen. I (b) och (c) visas de bidrag från standardmodellen som i nuläget dominerar hela osäkerheten i den teoretiska förutsägelsen. Dessa två har sitt ursprung i den starka kraften.

Det går därför att systematiskt beräkna a_μ , och konventionellt delas det upp i olika typer av bidrag beroende på vad det är som händer i bubblan i Figur 4(a). Uppdelningen är

$$a_\mu^{\text{SM}} = a_\mu^{\text{QED}} + a_\mu^{\text{EW}} + a_\mu^{\text{HVP}} + a_\mu^{\text{HLbL}} \quad .$$

Här står SM för standardmodellen, QED är i sin tur en förkortning för kvantelektrodynamik, alltså den kvantfältteoretiska beskrivningen av den elektromagnetiska kraften och EW betyder elektrosvag, vilket motsvarar bidrag från W^- , Z - och Higgs-partiklar. De

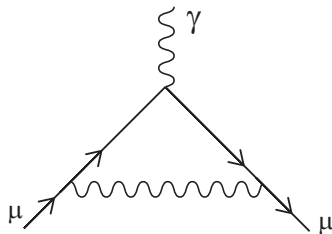
sista två motsvarar bidrag från den starka kraften i termer av hadroner, vilka består av kvarkar, till exempel pioner och kaoner. Diagrammatiskt ser dessa senare bidrag ut som i Figur 4(b)–(c). Nedan kommer vi titta lite mer i detalj på dessa fyra bidrag, för att ge en bättre inblick i vad som beräknas.

Elektrodynamik och den elektrosvaga kraften

Vi erinrar oss det stora problemet 1947 när man experimentellt visade att Diracs förutsagda $g_e = 2$ inte stämmer, och som nämnades i texten kunde detta förstås från kvantfältteori. Teorin i fråga är QED, och Julian Schwinger beräknade 1948 det ledande bidraget från QED till a_e . Samma bidrag finns också för a_μ . Detta uppstår genom att myonen sänder ut en virtuell foton, växelverkar med magnetfältets foton och sedan absorberar den virtuella fotonen igen, se Figur 5. Denna beräkning, som på sin tid var en stor bedrift men idag vilken masterstudent i teoretisk fysik som helst kan utföra, leder till resultatet

$$a_{\mu}^{\text{QED, Schwinger}} = \frac{\alpha}{2\pi} = 0,00116\dots$$

Här är $\alpha \approx 1/137$ den elektromagnetiska finstrukturkonstanten. Om man jämför ovanstående värde med a_{μ}^{exp} i ekvation (4) ser vi att de två första värdesiffrorna överensstämmer väl, vilket var den stora succén 1948.



Figur 5: Schwingers ledande korrektionen med en virtuell foton, som uppstår på kvantfältteoretiska grunder.

Schwingers bidrag i Figur 5 är det enklast möjliga, och det är inte svårt att föreställa sig att man kan lägga till fler virtuella fotoner i diagrammet. Grovt sagt kan man säga att varje gång man lägger till en extra virtuell foton får man en faktor α . Eftersom

$\alpha \approx 1/137$ är ett litet tal, innebär detta att ju fler fotoner man lägger till desto mindre blir bidraget. Det är precis detta som gör att man kan beräkna a_μ^{QED} till en bestämd precision med ett ändligt antal bidrag. Idag har man lyckats beräkna a_μ^{QED} till ordning α^5 , vilket motsvarar mer än 12000 bidrag. Dessa korrekationer må vara små, men är ovärderliga för precisionstest av det experimentella a_μ^{exp} i ekvation (4).

Det elektrosvaga bidraget a_μ^{EW} kan på liknande sätt beräknas, men med de elektrosvaga kraftbärarna Z och W samt Higgspartikeln. De elektrosvaga bidragen är för närvarande helt under kontroll, och den intresserade läsaren kan titta mer på referenserna längst bak i artikeln.

Hadronbidrag

Hittills har vi tagit hänsyn till kvantelektrodynamiken och den elektrosvaga kraften. Kvar är då bidrag från den starka kraften, vilken kvantfältsteoretiskt beskrivs av kvantkromodynamiken, eller QCD. Denna kraft är fundamentalt annorlunda jämfört de elektromagnetiska växelverkningsar vi är vana vid i vardagslivet. Två elektriskt laddade partiklar på ett visst avstånd r känner en Coulombkraft proportionell mot inversa avståndet i kvadrat, alltså

$$F \propto \frac{1}{r^2} .$$

Kraften avtar därför med avståndet. Den starka kärnkraften minskar däremot inte med r . Om man försöker separera två starkt växelverkande kvarkar krävs mer och mer energi ju längre de är ifrån varandra, ända tills energin är så stor att det är energetiskt fördelaktigt för naturen att helt enkelt skapa ett nytt par starkt bundna kvarkar (kom ihåg Einsteins ekvivalens mellan massa och energi). Det är på grund av detta som protoner, neutroner, pioner och kaoner är bundna tillstånd av kvarkar — den starka kärnkraften håller dem hårt samman!

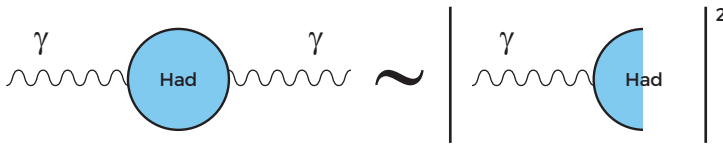
Detta innebär att man inte alltid kan göra beräkningar av virtuella partikelprocesser som i kvantelektrodynamiken. Istället krävs andra metoder, som tar hänsyn till den starka kraftens komplicerade natur. I Figur 4(b)–(c) ser vi de två ledande bidragen, där de blå bubblorna innehåller alla möjliga kvark- och gluonväxelverkningsar. Problemet här är att dessa partiklar är bundna i hadroner så som pioner och kaoner, vilket beräkningarna måste ta

hänsyn till. I nuläget används två metoder för att göra detta, *dispersionsteori* och *gitter-QCD*. Nedan kommer vi studera diagrammet i Figur 4(b) lite mer ingående.

Inom dispersionsteori, som historiskt sett har varit mycket viktig, kan man systematiskt hantera hadronbubblan i Figur 4(b) genom att relatera den till experimentella data från andra processer. Genom att bara titta på bubblan ser vi att det är en virtuell foton som skapar en bubbla med hadroner, vilket i princip också händer i kollisioner av elektroner och positroner enligt

$$e^- + e^+ \longrightarrow \gamma \longrightarrow \text{hadroner} \quad .$$

Detta illustreras i Figur 6. Alltså ger dispersionsteori möjligheten att beräkna diagrammet i Figur 4(b) genom att ersätta bubblan med experimentella data. Givetvis är det mycket komplicerat att härleda hur detta exakt ska göras och varför det fungerar, men detta är den underliggande idén. Osäkerheten i förutsägelsen beror alltså bland annat på osäkerheten i den experimentella datan.



Figur 6: Grafisk representation av förhållandet mellan hadronbubblan i Figur 4(b) och experimentell data.

Inom gitter-QCD används istället superdatorer för att handskas med den starka kärnkraften. Detta görs med hjälp av statistiska så kallade Monte-Carlotmetoder, där kvantkromodynamiken ses som en sannolikhetsfördelning för växelverknningar mellan kvarkar och gluoner. Dessa simuleringar är extremt komplicerade och beräkningsmässigt tunga, och forskningen i detta fält driver ofta utvecklingen av superdatorer framåt. Med gitter-QCD kan man alltså beräkna diagrammet i Figur 4(b) med en precision som enbart begränsas av den statistiska osäkerheten och olika approximationer som behöver göras i simuleringarna.

Med samma metoder kan diagrammet i Figur 4(c) hanteras. Oavsett vilket diagram som beräknas måste givetvis metoderna ge samma svar, eftersom de är förutsägelser från standardmodellen.

Ett test av standardmodellen

Det experimentella värdet för myonens magnetiska moment a_μ ges i ekvation (4). För precisionstest av detta måste vi nu jämföra med standardmodellens förutsägelse, som inkluderar alla bidragen vi har diskuterat ovan. År 2020 hade teoretiska fysiker kommit fram till följande

$$a_\mu^{\text{SM}, 2020} = 0,00116591810 \pm 43 \quad .$$

Detta värde använder endast dispersionsteori för diagrammet i Figur 4(b). Skillnaden mellan experimentvärdet och standardmodellen är då

$$\Delta a_\mu^{2020} = a_\mu^{\text{ext}} - a_\mu^{\text{SM}, 2020} = 0,00000000249 \pm 48 \quad .$$

Notera att det alltså finns en avvikelse mellan teori och experiment på cirka 5,2 standardavvikelser (standardavvikelsen motsvarar felet ovan). Inom partikelfysiken brukar vi kräva åtminstone fem standardavvikelser för att säga att vi har en upptäckt, vilket statistiskt ungefär motsvarar att slutsatsen är fel med endast en chans på 10 miljoner.

Har vi alltså nu äntligen hittat bevis på ny fysik? Svaret är tyvärr nej, och det beror på att vi i nuläget inte har någon standardmodellförutsägelse. För att förstå detta går vi tillbaka till diagrammet i Figur 4(b). Detta beräknades för första gången tillräckligt noggrant med gitter-QCD 2021, alltså efter $a_\mu^{\text{SM}, 2020}$, och stämmer inte överens med vad dispersionsteorin säger. Om man hade antagit att förutsägelsen från gitter-QCD stämmer, skulle skillnaden mellan teori och experiment sjunka till ynka två standardavvikelser vilket inte är statistiskt relevant. Slutsatsen skulle alltså vara att myonens magnetiska moment inte påverkas av nya partiklar bortom standardmodellen.

Hur kan det då komma sig att dispersionsteori och gitter-QCD inte stämmer överens? En möjlig förklaring är att den experimentella data som dispersionsteorin använder i sig innehåller ny fysik eller är fel. Tidigare i år kom det ett nytt resultat från experimentet CMD-3 i Novosibirsk, som inte alls överensstämmer med tidigare mätningar. Detta är mycket förvånande, men kan inte avfärdas som fel. En viktig insikt är att om man använder denna nya data i dispersionsteorin får man ett resultat för a_μ som landar nära a_μ^{exp} och gitter-QCD. Med andra ord skulle alltså CMD-3 mät-

ningen kunna förklara skillnaden mellan gitter-QCD och dispersionsteorin, men för att göra detta måste man förstå varför CMD-3 inte stämmer överens med gångna årtiondens mätningar.

Inom den närmsta framtiden finns två huvudsakliga uppgifter:

1. nya oberoende beräkningar av diagrammet i Figur 4(b) med gitter-QCD,
2. nya experimentella mätningar och analyser av data som behövs för dispersionsteorin.

Utan detta kan vi inte få fram en förutsägelse från standardmodellen och ett precisionstest av myonens magnetiska moment, a_μ .

Avslutning

Magnetiska moment har historiskt varit mycket viktiga för att leta efter ny fysik. Elektronens magnetiska moment ledde till utvecklingen av kvantelektrodynamik och senare standardmodellen som vi känner den. Myonens magnetiska moment är mer känsligt för ny fysik, och insågs tidigt vara en intressant storhet att studera. Med ett kontinuerligt utbyte mellan teori och experiment har fysiker lyckats med några av de mest precisa testen av standardmodellen någonsin. I skrivande stund är vi riktigt nära att lösa gåtan med myonens magnetiska moment och huruvida vi har hittat bevis på ny fysik. Om det visar sig att det finns nya partiklar måste experimentella fysiker leta efter dem vid kommande experiment.



Vidare läsning

Andersson, N. (2019). *Gravitational-wave astronomy: Exploring the dark side of the Universe*. Oxford University Press.

Friedrich, B. och D. Herschbach B. C. (2018). Nobel Lecture: LIGO and the discovery of gravitational waves II, *Rev. Mod. Phys.*, 90(4), 040502.

Bengtson, A. (1984). Mätning av ljushastigheten, *Kosmos 1984*, 117-125.

Princeton University (u.å.). *The Collected Papers of Albert Einstein*. <https://einsteinpapers.press.princeton.edu>.

