

# Kvantegravitation – Hvorfor er det så svært?

Bernhard Lind Schistad, Midtbyens Gymnasium, Mercantec

I over 70 år har fysikerne forsøgt at forene den generelle relativitetsteori med kvantemekanikken. Men det er ikke lykkedes at formulere en konsistent teori, som omfatter både kosmos og den subatomare verden. Vi vil her se lidt på, hvorfor det er så svært, og diskutere, hvorvidt det overhovedet giver mening. Vi vil også se på, hvad konsekvenserne vil være, dersom det ikke lader sig gøre.

## De fire vekselvirkninger

I fysikken regner vi med, at alle fysiske processer i universet styres af fire vekselvirkninger:

- Den elektromagnetiske vekselvirkning, som er ophav til elektricitet og magnetisme
- Den svage vekselvirkning, som er ophav til radioaktivt betahenfald
- Den stærke vekselvirkning, som er ophav til kernekrafterne og holder kvarkerne sammen i protoner og neutroner
- Gravitationen, som er ophav til tyngdekraften

I det 20. århundrede har fysikken frembragt to fundamentalt nye teorier, som supplerer den ældre mekanik, termodynamik og elektromagnetisme. Det drejer sig om relativitetsteorien (den specielle fra 1905 og den generelle fra 1915) og kvantemekanikken.

Men den oprindelige formulering af kvantemekanikken (fra Bohr, Heisenberg, Schrödinger og mange flere) var ikke i overensstemmelse med relativitetsteorien. Det er senere lykkedes at forene kvantemekanikken med den specielle relativitetsteori i form af Dirac ligningen (som beskriver bølgefunktionen for fermioner) og kvantefeltteori, som beskriver, hvorledes elementarpartiklerne vekselvirker ved at udsende og absorbere kvanter af et felt. I forbindelse med denne forening af teorierne blev antipartiklerne opdaget teoretisk, da Dirac ligningen havde løsninger med negativ energi.

Dette førte frem til dagens situation, hvor materiens fundamentale bestanddele og deres vekselvirkning er beskrevet af Standardmodellen.

Standardmodellen indeholder tre slags partikler (figur 1):

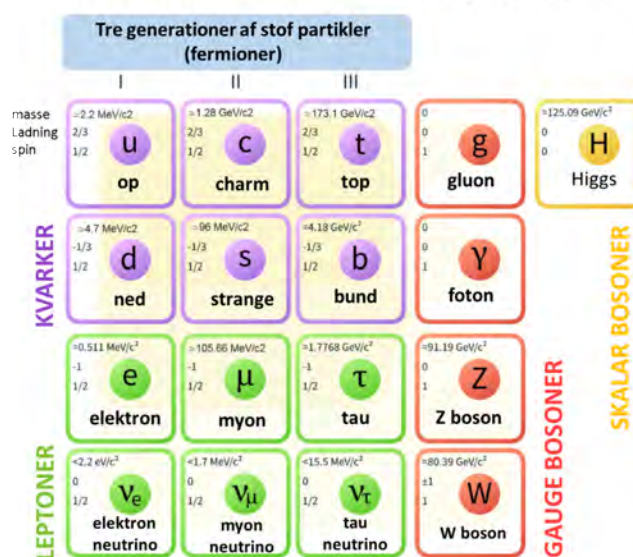
- Stofpartikler, som opbygger al materie,
- Gaugebosoner, som er kvanter for felterne, og som giver vekselvirkninger mellem stofpartiklerne,
- En skalarboson, som er kvant for feltet, og som giver partiklerne masse.

I standardmodellen er der tre fundamentale vekselvirkninger:

- Den elektromagnetiske vekselvirkning påvirker partikler med elektrisk ladning (kvarker, elektroner, myoner og tau-leptoner). Kvantet for dette felt er fotonen.

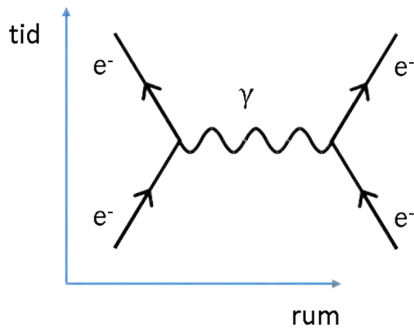
- Den svage vekselvirkning påvirker alle stofpartiklerne (hvis de er venstrehåandede) og kan få en kvark til at ændre type eller forvandle en elektron til en neutrino. Kvantet for den svage vekselvirkning er vektorbosonerne  $W^+$ ,  $W^-$  og  $Z_0$ .
- Den stærke vekselvirkning påvirker kun kvarkerne. Den er ansvarlig for at holde kvarkerne bundet i protoner og neutroner. Kvantet for dette felt er gluonerne, og der findes otte forskellige gluoner. De kan udsendes og absorberes af partikler, som har farveladning (en ladning som er analog til + og - for elektrisk ladning, men findes i tre værdier: rød, grøn og blå).

## Standardmodellen for elementarpartiklerne



Figur 1. Partiklerne i Standardmodellen.

Vekselvirkningerne kan illustreres i simple Feynmandiagrammer med tilhørende regneregler. Hvert diagram bidrager med en amplitude, men for at udregne den totale reaktionshastighed for et bestemt udfald, må vi summere amplituderne fra alle diagrammer, som forbinder starttilstand med slutttilstand. Reaktionshastigheden er proportional med absolutværdien af den totale amplitude i anden potens. Et førsteordensdiagram for frastødningen mellem to elektroner er vist på figur 2. Elektronerne frastøder hinanden ved at udveksle en foton.



**Figur 2.** Førsteordensdiagram for vekselvirkning mellem to elektroner.

Det er karakteristisk for kvantemekanikken, at den ikke forudsiger et bestemt resultat af en vekselvirkning, men giver mulighed for at udregne sandsynligheden for et bestemt udfald. Når vi skal beregne sandsynligheden for en sluttilstand, må vi summere bidragene fra alle mulige processer, som kan lede fra begyndelsestilstand til sluttilstand. I kvantefeltteori gør vi dette ved at summere bidragene fra alle mulige Feynmandiagrammer, som forbinder tilstandene, og integrere over alle mulige interne variable.

Men gravitationen er ikke med i Standardmodellen. Vi har ikke en feltteori for gravitation, og vi har ikke noget kvant for tyngdefeltet.

## Spin

Alle elementarpartiklerne i Standardmodellen har et spinkvantetal. Dette kvantetal er analogt med impulsmomentet i klassisk fysik. I kvantemekanikken er en partikels spin kvantiseret, det vil sige, at det kun kan have visse bestemte værdier. I klassisk fysik er spin forårsaget af partiklers rotation om deres egen akse (som en snurretop), men i kvantemekanikken er det en mere abstrakt størrelse. Spin manifesterer sig ved det magnetiske moment for ladede partikler og ved bølgefunktionens symmetriegenskaber. Spin er altid bevaret i alle partikelreaktioner.

I kvantemekanikken kan vi ikke kende hele spinvektoren  $\vec{s}$  på grund af Heisenbergs usikkerhedsrelation. Vi kan kun kende absolutværdien for spinkvantetallet  $s$ . Denne kan kun antage bestemte værdier:

$$s = (0, 1, 2, 3, \dots) \text{ for bosoner og}$$

$$s = (\frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \frac{5}{2}, \dots) \text{ for fermioner.}$$

For et givet spinkvantetal  $s$  er spinnets rumlige orientering kun veldefineret langs den ene akse. Dette angives ved det sekundære spinkvantetal  $m_s$  og kan antage alle lovlige værdier mellem  $-s$  og  $+s$ . For halvtalligt spin ( $s = \frac{1}{2}$ ) giver det to orienteringer, mens det for heltalligt spin ( $s = 1$ ) giver tre orienteringer.

I Standardmodellen er alle stofpartikler fermioner, mens alle partikler, som formidler vekselvirkninger, er bosoner.

At partiklerne, som formidler vekselvirkninger, er bosoner, kan vi se af, at spin altid er bevaret. Når en elektron udsender en foton, kan den skifte mellem de to spintilstande  $\pm \frac{1}{2}$ , men ikke et helt tal. Derfor må fotonen have spin  $s=1$ . Det samme gælder for gluonen og vektorbosonerne.

Fotonens spin er ophav til polarisation af lys, men da fotonen er masseløs og bevæger sig med lyshastigheden, kan den ikke have nogen spinkomponent i bevægelsesretningen. Den har derfor kun to lovlige polarisationstilstande.

## Gravitationen i den generelle relativitetsteori

I modsætning til kvantemekanikken fortæller den generelle relativitetsteori intet om fremtiden. Den fortæller derimod om nutiden, eller mere præcist hvorledes rumtiden ser ud. I denne teori har vi erstattet det euklidiske tredimensionale rum, som vi er vant til at regne med i Newtons fysik, med en firedimensional rumtid, hvor vi har medtaget tiden som en fjerde koordinat. Mens vi er vant til at angive et punkts position med tre koordinater  $(x, y, z)$ , angiver vi her fire koordinater  $(x^0, x^1, x^2, x^3)$ . Det er almindeligt at lade  $x^0$  betegne tiden, mens  $x^1, x^2, x^3$  er rumkoordinaterne.

Både Newtons mekanik, Maxwells elektromagnetisme og kvantemekanikken antager, at rummet er euklidisk, dvs. at det opfylder Euklids postulater. I dette rum vil to parallelle linjer aldrig skære hinanden, og summen af vinklerne i en trekant er  $180^\circ$ . Vi kalder også dette for et "fladt" rum, da det ikke har nogen krumning.

Men i den generelle relativitetsteori er rumtiden ikke euklidisk, men derimod en Riemann-mangfoldighed. Dette er udtrykt i Einsteins feltligninger, som siger, at tilstedeværelsen af masse og energi vil krumme rumtiden således at [1]:

Deformationen af rumtiden (hvor meget det afviger fra et euklidisk rum) omkring et objekt er proportional med tætheden af masse omkring objektet multipliceret med lyshastigheden i anden plus tre gange trykket af stof omkring objektet.

Løsningerne til Einsteins feltligning er en metrik, som angiver, hvorledes længde og tid afhænger af position. Vi kan formulere dette på følgende måde:

- Massen fortæller rumtiden, hvor meget den skal krumme, og
- Rumtiden fortæller objekter, hvorledes de skal bevæge sig.

I feltligningen indgår også trykket, men da massen er multipliceret med lyshastigheden i anden, giver den langt det største bidrag til rummets krumning.

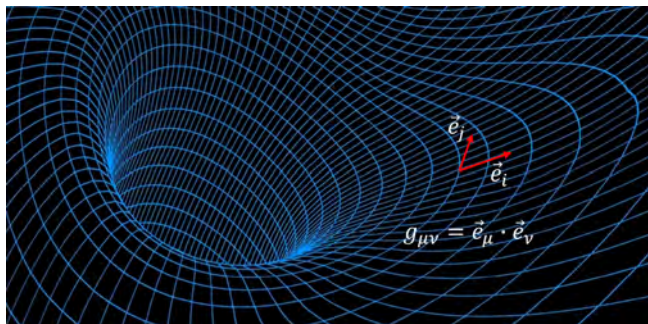
## Metrikken

Geometrien af rumtiden i Einsteins feltligninger er beskrevet med to tensorer. En tensor er en matematisk mangfoldighed, som er en generalisering af vektorbegrebet til mange dimensioner og er invariant under koordinatransformationer. De to tensorer, der indgår i Einsteins feltligning, er:

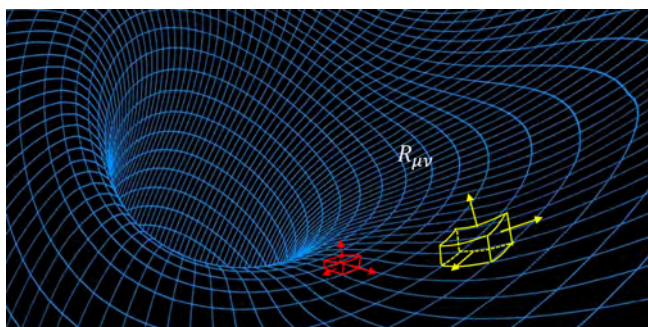
- Den metriske tensor  $g_{\mu\nu}$  angiver, hvorledes enhedsvektorerne varierer i rummet og bruges til

beregning af afstande mellem punkter. Det er en tensor af rang 2 (det vil sige, at den har to indekser), og repræsenteres med en  $4 \times 4$ -matrix, hvor komponenterne er skalarproduktet af to enhedsvektorer (figur 3). I relativitetsteoriens rumtid drejer det sig om enhedsvektorerne for tidsaksen og de tre rumakser ( $\vec{e}_0, \vec{e}_1, \vec{e}_2, \vec{e}_3$ ). Derfor er komponenterne i den metriske tensor givet ved  $g_{\mu\nu} = \vec{e}_\mu \cdot \vec{e}_\nu$ , hvor  $\mu = 0, 1, 2, 3$  og  $\nu = 0, 1, 2, 3$

- Riccitemensoren  $R_{\mu\nu}$  angiver, hvorledes rumfanget af enhedsboks i et Riemannrum ændrer sig i forskellige retninger



Figur 3. Den metriske tensor.



Figur 4. Riccitemensoren.

Når vi kender den metriske tensor, kan vi beregne afstanden mellem to nærliggende punkter i rumtiden. Den er givet ved:

$$ds^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu, \quad (1)$$

hvor  $dx^\mu$  er en infinitesimal afstand i hver koordinat ( $dx^0, dx^1, dx^2, dx^3$ ).

Her har vi anvendt Einsteins notation for summering: Hvis et indeks gentages, enten som sænket eller hævet indeks, skal det summeres over alle værdier. Når vi skriver det hele ud, får vi:

$$ds^2 = g_{00} dx^0 dx^0 + g_{10} dx^1 dx^0 + g_{20} dx^2 dx^0 + g_{30} dx^3 dx^0 + g_{01} dx^0 dx^1 + g_{11} dx^1 dx^1 + \dots \quad (2)$$

I et euklidisk rum er den metriske tensor (i kartesiske koordinater) simpel:

$$g_{\mu\nu} = \delta_{\mu\nu} \quad (3)$$

Det vil sige, at

$$g_{11} = g_{22} = g_{33} = 1 \quad (4)$$

og

$$g_{12} = g_{21} = g_{13} = g_{31} = g_{23} = g_{32} = 0 \quad (5)$$

I et euklidisk rum har vi ikke tiden med, så  $g_{00}$  findes ikke.

Så bliver afstandsformelen til Pythagoras' ligning i planet!

### Gravitation er ikke en kraft

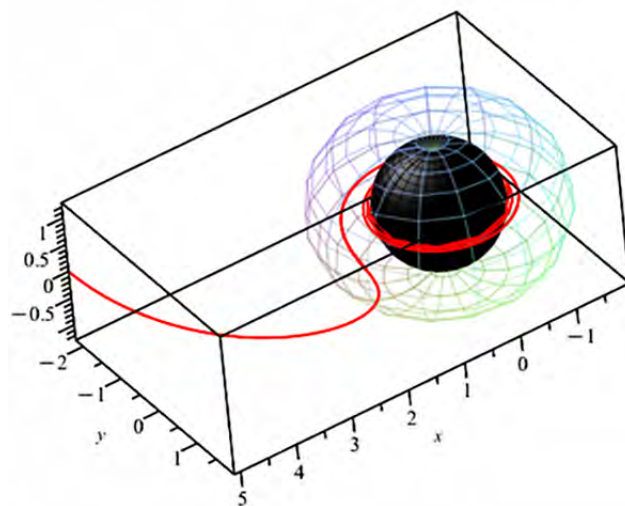
I den generelle relativitetsteori er gravitationen ikke en kraft, men en geometrisk egenskab. Når et objekt bevæger sig gennem rumtiden, vil det følge en geodætisk linje, som bestemmes af den metriske tensor. Denne bane kan bestemmes ud fra det mindste virkningsprincip:

Et objekt vil altid følge den bane mellem to punkter, som giver den mindste virkning

Virkingen for et objekt, som bevæger sig fra punkt  $P$  til punkt  $Q$  i den generelle relativitetsteori, er givet ved:

$$A = mc \int_P^Q g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu \quad (6)$$

Når en partikel bevæger sig langs en bane, vil den altid vælge den vej, hvor denne virkning har sin minimumsværdi. For at bestemme banen, skal vi ikke anvende kræfter og Newtons 2. lov, men finde den geodætiske kurve, hvor  $A$  har sin minimumsværdi. Et eksempel på en sådan kurve i rumtiden omkring en masse er vist på figur 5.



Figur 5. Geodætisk kurve for bevægelse omkring et astronomisk objekt.

### Kvantegravitation

Vi har nu beskrevet, hvorledes gravitation i den generelle relativitetsteori kommer fra rumtidens egenskaber, og ikke fra kvanter i et felt. Men kan det også lade sig gøre at beskrive gravitation med kvanter?

Hvis vi skal lave en kvantefeltteori for gravitation, må der findes kvanter for gravitationsfeltet. Det har man selvfølgelig forsøgt, og disse kvanter har fået navnet gravitoner. De har også heltalligt spin, ligesom kvanterne i Standardmodellen, men gravitonerne kan ikke have spin 1, men derimod spin 2. Dette har to årsager:

- I modsætning til de tre vekselvirkninger i Standardmodellen, er gravitationen altid en tiltrækkende kraft. Vi har aldrig set to masser frastøde hinanden. Dette kræver, at kvanterne har spin  $S=2$ .
- I grænsetilfældet ved store afstande, bør teorien gå over i den generelle relativitetsteori. Men den er beskrevet med tensorer af rang 2 (med to indekser). Dette kræver, at gravitonen har spin 2.

Vi ved også, at gravitonerne har en rækkevidde, som omfatter hele universet. Dette kræver, at de er masseløse, da kvanter med masse har kort rækkevidde på grund af Heisenbergs usikkerhedsrelation:

$$\Delta x \cdot \delta p \geq \frac{\hbar}{2}. \quad (7)$$

(En partikel med masse har også en usikkerhed i impuls).

Men hvis vi sætter et sådant kvant ind i formalismen for en feltteori, støder vi på et uoverstigeligt problem. *Teorien kan ikke re-normaliseres, det vil sige, at alle de sandsynligheder, vi udregner, bliver uendelige!* [3].

En sådan teori er uanvendeligt nonsens, og alle forsøg på at omgå disse uendeligheder har været forgæves.

### Alternativer til kvantegravitation

Da det gik op for fysikerne, at den velkendte kvantefeltteori ikke kunne anvendes på gravitationen, begyndte man at søge efter alternative teorier. De to mest kendte kandidater til at være dette alternativ er:

- Superstrengteori, og
- Loop Quantum Gravity.

### Superstrengteori

I superstrengteori består alle elementarpartiklerne af vibrerende strenge med en radius af størrelsesorden som Plancklængden ( $10^{-35}$  m). Partiklerne i Standardmodellen er vibrationstilstande af sådanne strenge. Spændingen af strengen er af samme størrelsesorden som Planckkraften ( $10^{44}$  N). Gravitonen bliver her en streng med amplitude nul.

Desværre viser det sig, at for at strengteorien skal være konsistent, kræves der mindst 10 dimensioner (3 rumlige, tiden og 6 hyperrumdimensioner). De ekstra 6 dimensioner er "pakket sammen" i form af en Calabi–Yau mangfoldighed [4]. Et eksempel på en sådan er vist i figur 6, som viser 6 dimensioner pakket sammen til 2 dimensioner.

Der findes et meget stort antal sådanne strengteorier med alt fra 10 til 26 dimensioner. Desværre er teorierne

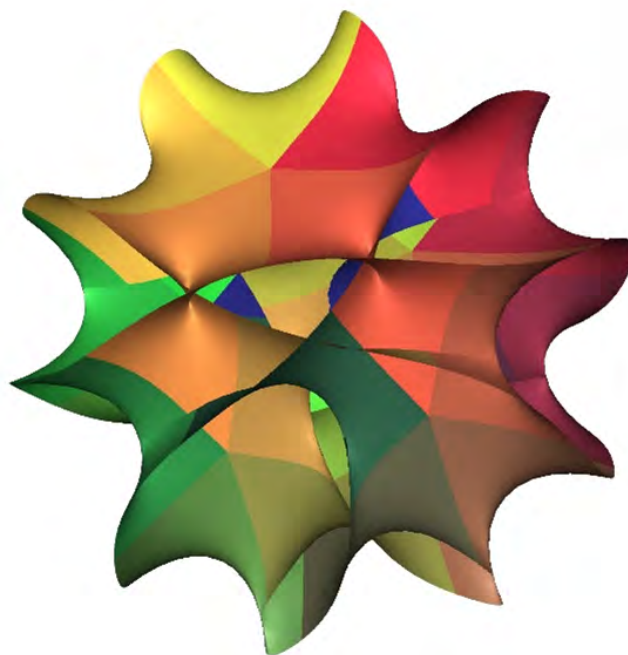
meget komplicerede, og det har været mere end svært at få testbare forudsigelser ud af dem. Derfor er deres popularitet som forklaringsmodel for partikler og vekselvirkninger stærkt aftagende.

### Loop Quantum Gravity

Loop Quantum Gravity-teorien bygger på to fundamentale antagelser. Disse antagelser er, at rumtiden må opfylde følgende betingelser [5]:

- Baggrundsinvarians, dvs. at teoriens ligninger er uafhængige af rumtidens geometriske form og værdien af de forskellige felter, som fylder den, og
- Den må være Diffeomorft-invariant, dvs. at det, der foregår i et punkt i rumtiden, kun afhænger af, hvad der findes i dette punkt, og ikke af, hvor dette punkt befinder sig, eller hvad der sker i andre punkter.

Det viser sig, at disse to betingelser medfører, at rum og tid ikke er kontinuerte, som i både Newtons mekanik og relativitetsteorien, men kvantiseret, dvs. at den er delt op i kvanta af en fundamental længde ( $10^{-35}$  m) og et fundamentalt tidsinterval ( $10^{-43}$  s). Dette medfører, at der også er et fundamentalt mindste rumfang på  $10^{-105}$  m<sup>3</sup>.



**Figur 6.** Seks dimensioner pakket sammen til to dimensioner.

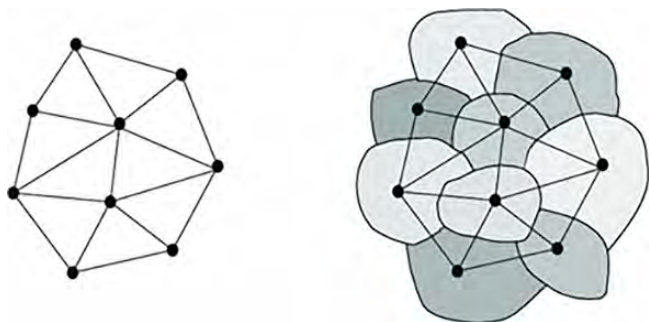
I Loop Quantum Theory består rummet af små rumelementer. Et rumelement består af en eller flere "pixels" af elementer af det mindste rumfang. Ligeledes består et tidsinterval af et eller flere fundamentale tids-elementer. I teorien ses rumtiden som diskrete loops med tilhørende noder, som forbinder dem. I hver node sidder et antal kvanta af fundamentale rumelementer. De loops, som forbinder noderne, er todimensionale og kaldes spin-netværk (figur 7).

Rummet er så defineret som geometrien af spin-netværket, og tiden er de bevægelser, som reorganiserer spin-netværket.

I praksis har Loop Quantum Gravity vist sig at være svær at regne på, og teorien er endnu ikke kommet med konkrete forudsigelser som kan testes eksperimentelt.

### Bohrs og Dysons argument

Men giver det overhovedet mening at kvantisere gravitationen? Lad os gå tilbage til et gammelt argument, som Niels Bohr brugte til at begrunde, at elektromagnetismen må være kvantiseret. I en berømt artikel fra 1933 [6] påviste Bohr og Rosenfeld, at kravet om, at det elektromagnetiske felt skal kunne måles, medfører, at feltet selv må være kvantiseret for at kunne opfylde Heisenbergs usikkerhedsrelation for position og impuls af de ladninger, som er ophav til feltet. Derfor må der findes fotoner.



Figur 7. Spin-netværk.

Freeman Dyson har påpeget, at hvis vi anvender det samme argument for gravitationen, kommer vi ud i problemer [7]. Hvis gravitation er kvantiseret, må der være målbare gravitoner associeret med tyngdebølger. Men hvis vi skulle bygge en detektor, der kan påvise gravitonerne fra de tyngdebølger, der blev påvist af Ligo-detektoren (Nobelprisen i fysik i 2017), ville den blive så stor, at den selv ville blive et sort hul! Måske forsøger naturen at give os et hint:

Hvis der ikke eksisterer et målbart kvant for gravitationen, kan kvantegravitation ikke give mening.

### Hvad hvis kvantegravitation ikke eksisterer

Blandt argumenterne for, at gravitationen må forenes med kvantemekanikken, har specielt tre argumenter været fremhævet:

- En accelereret masse udsender tyngdebølger, derfor vil en elektron i sin bane omkring atomkernen tabe energi, og atomet ville kollapse.
- I kvantemekanikken kan en partikel befinde sig flere steder samtidig. Hvilken af disse positioner er det, der deformerer rumtiden?
- I centrum af sorte huller finder vi en matematisk singularitet. Det samme gælder i starten af Big Bang. Hvis vi har en kvanteteori for gravitationen, kan vi erstatte dem med meningsfyldt fysik.

Vi vil se lidt mere detaljeret på disse argumenter.

### Atomar stabilitet

Vi starter med at se på kollaps af atomer på grund af udsendelse af tyngdebølger i form af gravitoner. Da vi ikke har en teori for gravitation på det atomare niveau, vil vi prøve at anvende formlen for udsendelse af tyngdebølger fra astronomiske objekter. To massive legemer med masser  $m_1$  og  $m_2$ , som roterer omkring hinanden i en cirkulær bane med radius  $r$ , udsender tyngdebølger. Det giver et energitab (udstrålet effekt) på [8]:

$$\frac{dE}{dt} = -\frac{32G^4}{5c^5 r^5} (m_1 m_2) (m_1 + m_2), \quad (8)$$

hvor  $G$  er Newtons gravitationskonstant.

Dette fører til, at systemet kolliderer efter en tid givet ved:

$$t = \frac{5}{256} \frac{c^5}{G^3} \frac{r^4}{(m_1 m_2) (m_1 + m_2)} \quad (9)$$

Hvis vi indsætter masser og radius for brintatomet i grundtilstanden, får vi en levetid på  $2 \times 10^{106}$  år.

*Igen ser det ud til at naturen forsøger at fortælle os noget!*

### Usikkerhed i position

Hvis vi ser på problemet med, hvorledes usikkerheden i en partikels position påvirker deformation af rumtiden, kan vi spørge om dette virkelig er et problem i praksis. Elektronens masse er af størrelsesorden  $10^{-30}$  kg. Det giver en Schwarzschildradius på  $10^{-57}$  m. Forholdet mellem den elektromagnetiske kraft og tyngdekraften mellem to elektroner i en afstand af en atomdiameter ( $10^{-10}$  m) er over 42 størrelsesordener. Det virker fuldstændig urealistisk, at vi nogensinde skal kunne adskille den forskel, som usikkerheden i en enkelt elektrons position påvirker rumtiden med, fra påvirkning af vekselvirkningerne fra alle de andre elementarpartikler. De mest nøjagtige målinger, vi hidtil har udført på noget fysisk objekt, har en nøjagtighed på ca. 10 decimaler.

Det ser derfor ud til, at den indflydelse, elementarpartiklernes usikkerhed i position og energi har på den metriske tensor, aldrig vil kunne måles.

### Singulariteten

I centrum af et sort hul befinder der sig en singularitet, hvor rumtidens krumning er uendelig. Dette er meget "ufysisk", og man håber, at kvantegravitation vil kunne få den til at forsvinde. Men i 1969 formulerede Roger Penrose et teorem [10], som kaldes formodningen om kosmisk censur:

Intet imploderende objekt kan nogensinde skabe en nøgen singularitet. Hvis en singularitet opstår, vil den altid være gemt bag en begivenhedshorisont, så den aldrig kan observeres fra det resterende univers.

Så igen forhindrer naturen os i at finde ud af, om kvantegravitationen er påkrævet.

## Konklusion

Efter at fysikerne i over 70 år har prøvet at forene den generelle relativitetsteori med kvantemekanikken, må vi konstatere, at det har været sværere end forventet. Mange fysikere er derfor begyndt at stille spørgsmålet, hvorvidt det overhovedet giver mening. Hvis ikke, må vi nøjes med at anvende kvantefeltteorien i et euklidisk rum og trøste os med, at vi altid kan dele rumtiden op i mindre elementer, hvor Euklids geometri gælder, og kvantemekanikken virker. Så kan vi integrere bidragene fra hvert delement. Kvantemekanikken gør, at vi kan udregne sandsynligheden for et bestemt udfald. Den generelle relativitetsteori fortæller os, hvorledes rumtiden ser ud, og den udgør den baggrund, hvor kvantemekanikkens fysiske processer foregår.

## Litteratur

- [1] K. Thorne (1994) "Black Holes & Time Warps, Einstein's Outrageous Legacy", W. W. Norton & Company, side 118.
- [2] "Gravity Waves", *AW Physics Macros*, blad nr. 24, side 16–23 (2015).
- [3] Z. Bern m.fl. (2017) "Two-Loop Renormalization of Quantum Gravity Simplified", *Phys. Rev. D*, bind **95**, side 046013.
- [4] S.-T. Yau og S. Nadis (2010) "The Shape of Inner Space: String Theory and the Geometry of the Universe's

Hidden Dimensions". Basic Books, ISBN 978-0-465-02023-2.

- [5] C. Rovelli og M. Gaul (2000) "Loop Quantum Gravity and the Meaning of Diffeomorphism Invariance", *Lecture Notes in Physics*, bind **541**, Springer, Berlin.
- [6] N. Bohr og L. Rosenfeldt (1933) "Zur Frage der Messbarkeit der Elektromagnetischen Feldgrößen", *Det Kgl. Danske Videnskabers Selskab. Matematisk-fysiske Meddelelser*, bind **XXI**, nr. 8. København, Levin & Munksgaard.
- [7] R. Penrose (1979) "General Relativity, an Einstein Centenary Survey", red. S.W. Hawking og W. Israel, Cambridge University Press.



Bernhard Lind Schistad er cand.real. fra Universitetet i Oslo. Han har været forsker i partikelfysik ved Niels Bohr Institutet og CERN og senere arbejdet med udvikling af grafiske systemer og radar. Han underviser i fysik og matematik på Midtbyens Gymnasium, Mercantec, i Viborg.