



History of Science Department
University of Aarhus

MICHAEL LUND CHRISTENSEN

**Vejen til den elektrosvage teori -
eller historien om gaugeteoriens indtog
i fysikken**

Hosta, No. 12, 2003

Work-in-Progress

Hosta (**H**istory **O**f Science and **T**echnology, **A**arhus) is a series of publications initiated in 2000 at the History of Science Department at the University of Aarhus in order to provide opportunity for historians of science and technology outside the Department to get a glimpse of some of the ongoing or recent works at the Department by reserachers and advanced students. As most issues contain work in progress, comments to the authors are greatly valued.

Publication is only made electronically on the web site of the Department (www.ivh.au.dk/hosta). The issues can freely be printed as pdf-documents. The web site also contains a full list of issues.

ISSN: 1600-7433



History of Science Department
University of Aarhus
Ny Munkegade, building 521
DK-8000 Aarhus C
Denmark

Vejen til den elektrosvage teori

- eller historien om gaugeteoriens indtog i
fysikken

Michael Lund Christensen
Årskort: 19952358

Aarhus Universitet
Vejleder: Helge Kragh

Indhold

Abstract	iii
1 Introduktion	1
1.1 Indledning	1
1.2 Specialets opbygning	2
2 Kvantefeltteori og gaugeteori	3
2.1 Kvantefeltteori	3
2.2 Gaugeteorier	5
2.3 Weyls gaugeprincip	9
2.4 Kvanteelektrodynamik - en gaugeteori	15
2.5 De nye teorier	23
Fermis teori for de svage vekselvirkninger	24
Yukawas mesonteori for kernekræfterne	28
Kleins teori for de fundamentale vekselvirkninger	31
2.6 Kvantefeltteoriens deroute	34
2.7 Yang-Mills teori	36
3 De svage vekselvirkninger	41
3.1 Venstre-højre symmetri	41
3.2 $\tau - \theta$ mysteriet	42
3.3 Paritetens fald	45
3.4 To-komponent neutriniteori	49
3.5 De svage vekselvirkninger samles	54
UFI-teorier	54
Universel $V - A$ teori - Et teoretisk fremskridt	61

3.6	Nye begreber	71
3.7	$V - A$ teoriens utilstrækkeligheder	73
4	Den elektrosvage teori formes	75
4.1	IVB-teori, fordele og ulemper	75
4.2	Forskellige typer af IVB-teorier	78
	Kemmer-Bludman teorier	78
	Schwinger-Glashow teorier	79
	Salam-Ward teorier	83
4.3	Begrebet spontant symmetribrud	85
4.4	SSB af en global symmetri	89
4.5	Goldstone-teoremet	93
4.6	Higgs-mekanismen	94
4.7	Den elektrosvage teori	98
4.8	Renormaliserbarhed?	104
5	Afslutning	107
	Appendiks	110
.1	Klassificering af partikler og henfald	110

Abstract

This paper describes the development in physics that led to the electroweak theory. The development is being described in a historical as well as a physical context. Starting with a presentation of gauge theory formalism and quantum field theory formalism, we arrive at the start of modern gauge theory - Yang-Mills theory. We then proceed by seeing how the increased amount of knowledge of the weak interactions was a key factor in determining the right structure of the weak interactions, thereby making further development towards the electroweak theory possible. Having established the correct structure of the weak interactions, the physicists were in need of mechanisms which could account for the phenomenological differences between the electromagnetic and weak interactions in order to create a theory of electroweak interactions. These last steps will also be accounted for, ending with a presentation of the theory.

Kapitel 1

Introduktion

1.1 Indledning

En af de største succeser i partikelfysikken er den elektrosvage teori, som forener de fænomenologisk vidt forskellige vekselvirkninger: den elektromagnetiske og den svage vekselvirkning. Udover at være en teori, som, da den kom frem, opfyldte et længe ønsket håb om at forene de to fundamentale vekselvirkninger, indeholdt teorien et simpelt symmetriprincip - det såkaldte gaugeprincip, hvorfra teoriens struktur var entydigt bestemt. Fra 1973, hvor teorien fik bred anerkendelse og frem til i dag, har der ikke været nogen eksperimentelle resultater, som har været i uoverensstemmelse med den elektrosvage teori.

Fra jeg første gang stødte på den elektrosvage teori på mit fysikstudium, har jeg være fascineret af, at simple symmetrier kunne skabe en så både kompleks og elegant teori. Senere blev jeg dog klar over, at jeg var lige så fascineret af historien bag den elektrosvage teori, som jeg var af selve fysikken. De tekniske detaljer var spændende, men jeg blev stadig mere interesseret i, hvordan man egentlig havde opdaget denne teori. Var opdagelsen lige så simpel og elegant som principperne bag teorien? Eller måtte man gennem mange forhindringer og komplekse overvejelser, før man nåede frem til teorien? Dette satte jeg mig for at undersøge, og det var udgangspunktet for mit speciale. Også andre spørgsmål trængte sig på: hvornår startede idéen om en elektrosvag teori? Hvilken rolle spillede gaugeprincippet i den historiske udvikling af teorien? Var udviklingen hen mod den elektrosvage teori en lang række af succeser (som man får indtrykket af, hvis man læser i en fysikbog), eller var det en lang puklet vej med kriser, tilbageskridt og små fremskridt? Hvilke opdagelser var essentielle for, at den elektrosvage teori kunne blive skabt? Disse spørgsmål har alle været relevante i min udforskning af emnet.

Jeg har desuden valgt mere overordnet at se på, hvordan udviklingen af gauge-teorier - herunder kvanteelektrodynamik - samt en øget forståelse af de svage vekselvirkninger, førte til den elektrosvage teori. Specialet kommer derved til at spænde

over en tidsmæssig lang periode, men giver mulighed for at få den elektrosvage teori placeret i et historisk perspektiv, der rækker ud over selve teorien.

I min fremstilling har jeg valgt at forklare væsentlige principper og teorier ud fra både en fysikhistorisk og en fysisk vinkel. Det vil sige, at der i specialet indgår egentlige fysiske delafsnit, som har til opgave at tydeliggøre vigtige fysiske idéer og principper, hvor det måtte være nødvendigt. Dermed håber jeg at have ramt den fremstillingsstil, som jeg selv anser for den mest interessante: en "lettere" fysisk forklaring af principper og idéer placeret i en historisk relevant sammenhæng.

1.2 Specialets opbygning

Overordnet er specialet opdelt i tre hovedkapitler: **Kvantefelteori og gaugeteori**, **De svage vekselvirkninger** og **Den elektrosvage teori formes**. Som udgangspunkt er fremstillingen inden for de enkelte kapitler kronologisk, mens der kapitlerne imellem er et vist tidsmæssigt overlap. Afsnittet **Kvantefelteori og gaugeteori** er fundamentet, hvorpå de to næste afsnit er bygget. Udover at se på hvad en gauge-teori er, og hvordan gaugeteoriene blev indført i fysikken, skal vi se på en række tidlige kvantefeltteorier, som er af speciel betydning for historien bag den elektrosvage teori. I afsnittet **De svage vekselvirkninger** er det den intense undersøgelse af de svage vekselvirkninger, som fandt sted i perioden omkring 1950-1958, der vil blive undersøgt. Opdagelsen af paritetsbrud i de svage vekselvirkninger og den universelle $V - A$ teori er nogle af de helt afgørende elementer, vi skal stifte bekendtskab med. Til slut vil jeg i afsnittet **Den elektrosvage teori formes** se på, hvordan man forsøgte at bruge den ny erhvervede viden om de svage vekselvirkninger til at skabe en elektrosvag teori. Dog skulle man først "opdage" spontant brudte symmetrier og Higgs-mekanismen, før disse forsøg kunne munde ud i den elektrosvage teori, hvilket derfor berettiger en grundig gennemgang af disse begreber.

Kapitel 2

Kvantefeltteori og gaugeteori

2.1 Kvantefeltteori

I 1873 offentliggjorde James C. Maxwell sin endelige teori for de elektromagnetiske fænomener, som i sin enkelthed bestod af fire simple differentialligninger. Modsat tidligere teorier var Maxwells teori ikke baseret på en stofflig mekanisk ontologi som f.eks. Newtons teori, men på felter, der udbredte sig i rummet. Med Maxwells teori kom det mekaniske verdenssyn under pres, og op gennem 1890'erne blev Maxwells teori mere og mere anset som værende den rigtige teori. Ved siden af havde man i termodynamikken - videnskaben om varme, energi og energitransformationer - en efterhånden velfunderet teori, der forklarede en stor klasse af fænomener ganske godt. Med disse to lovende teorier mødte man det nye århundrede med en god portion optimisme og en fornemmelse af, at fysikken befandt sig i en stabil periode uden udsigt til store omvæltninger. Et udtryk for denne holdning kan bl.a. findes i Lord Kelvins forelæsning *Nineteenth Century Clouds Over the Dynamical Theory of Heat and Light* fra april 1900, afholdt i Royal Institution, hvor Lord Kelvin kun fandt anledning til at nævne to *skyer*, som krævede fysikersamfundets opmærksomhed. De to uoverensstemmelser, som havde fundet vej til Lord Kelvins forelæsning var: 1.) ligefordelingslovens sammenbrud i visse situationer¹ og 2.) Michelson-Morley forsøgets negative udfald i forsøget på at måle jordens hastighed i forhold til æteren (1887). Begge uoverensstemmelser blev løst, men løsningerne viste sig at være mere omfangsrige og revolutionerende, end de fleste fysikere umiddelbart kunne have forestillet sig. Faktisk skulle løsningerne vise sig at være kimen til to helt nye teorier nemlig *kvantemekanikken*, som sikrede ligefordelingslovens universelle gyldighed og *relativitetsteorien*, som afskaffede æteren. Her skal det blot nævnes, at det var Max Planck, som 14. december 1900 fremlagde en teori, hvor energien i en vis forstand

¹I 1860 bemærkede Maxwell, at ligefordelingsloven anvendt på diatomare gasser gav et forkert resultat [Kragh, H. (1999), s. 9]. Endvidere var det også ved anvendelse af ligefordelingsloven på hulrumsstråling, at man fik den såkaldte *ultraviolette katastrofe*.

var kvantiseret, hvilket dog ikke var hans fortolkning af det. Denne teori blev senere videreudviklet af Niels Bohr, og blev i 1913 til Bohrs kvanteteori for atomer, der igen senere (i 1916) blev til Bohr-Sommerfelds kvanteteori for atomer.

Den specielle relativitetsteori blev formuleret i 1905 af en ung Einstein, som ud over at gøre op med æteren for alvor vendte op og ned på datidens opfattelse af rum og tid. For en videnskabshistorisk gennemgang af denne periode i fysikkens historie se f.eks. [Kragh, H. (1999), (kap. 1, kap. 5 og kap. 8)].

I perioden 1925-1927 blev Bohr-Sommerfelds kvanteteori, som ved flere lejligheder havde vist sig utilstrækkelig, afløst af kvantemekanikken, som var produktet af adskillige fysikeres (bl.a. Werner Heisenberg, Erwin Schrödinger, Pascual Jordan, Louis de Broglie) ihærdige indsats for at finde en egnet kvanteteori, som kunne beskrive mere end blot de simpleste atomare fænomener. Den nye kvantemekanik viste sig hurtigt at være en succesfuld teori, hvilket betød, at man i midten af 1920'erne havde to store fundamentale teorier - Einsteins specielle relativitetsteori og kvantemekanikken. Da hovedparten af udviklingen inden for kvantemekanikken foregik i det ikke-relativistiske domæne (fotonerne blev naturligvis behandlet relativistisk), blev datidens store teoretiske spørgsmål, om man kunne forene kvantemekanikken og relativitetsteorien til en konsistent teori - en relativistisk kvantemekanik. Svaret var ja, og Paul Dirac, en fremadstormende ung fysiker, der senere skulle vise sig at blive en af det nye århundredes største fysikere, kom til at spille en afgørende rolle i formuleringen af *kvantefeltteori*, som den forenede teori kom til at hedde. Af andre navne, som uløseligt hænger sammen med ordet kvantefeltteori, skal nævnes Jordan, Klein, Gordon, Pauli, Heisenberg, m.fl. - et par af disse kommer vi senere til at høre mere om.

At komme ind på den historiske udvikling af kvantefeltteori hører ikke hjemme her, men en udmærket gennemgang kan findes i [Schweber, S.S. (1994), kap. 1] og [Pais, A. (1986)]. Jeg har dog valgt at medtage en kort beskrivelse af etableringen af kvantefeltteori som et egentligt forskningsprogram. Dels giver det en idé om, hvordan fysikermiljøet var, da de første kvantefeltteorier så dagens lys, hvilket er nyttigt, når vi skal se på nogle af de teorier, der kom ud af kvantefeltprogrammet, og dels giver det lejlighed til at introducere det forskningsprogram, som skulle opleve flere op- og nedture, men til sidst endte med at blive en af hjørnestenene i den moderne fysik. For det første er det svært at komme uden om Dirac-ligningen (1928), som var Diracs bud på en relativistisk udgave af Schrödinger-ligningen. Med denne ligning fik man for første gang en ligning, som på en konsistent måde kunne beskrive de relativistiske elektroner. Før Dirac-ligningen havde man Klein-Gordon ligningen, der også var en relativistisk ligning, men som havde den svaghed, at den førte til negative sandsynligheder. Dette var dog ikke den primære grund til, at Dirac konstruerede en ny ligning. Dirac mente, at en relativistisk ligning for elektronerne skulle være af førsteorden, og ved brug af denne *ansatz* kom han frem til Dirac-ligningen, som til og med var fri for negative sandsynligheder. Han havde dog også sine problemer, hvoraf det væsentligste var at forklare tilstedeværelsen af negative energitilstande for den frie elektron, som var et uundgåeligt resultat af hans ligning. Dette problem førte til,

at Dirac senere, i 1931, postulerede den såkaldte hulteori - en relativistisk teori, der byggede på Dirac-ligningen, og som udover at kunne redegøre for de negative energitilstande, også postulerede eksistensen af positronen. Med indførslen af positronen blev Diracs hulteori den første teori, som eksplicit indeholdt muligheden for skabelse og ødelæggelse af stof - en egenskab, som senere viste sig at være en helt fundamental egenskab ved enhver kvantefeltteori. Til trods for, at Diracs hulteori havde mange af de egenskaber, vi i dag forbinder med en kvantefeltteori, var det dog kun en kvasi-kvantefeltteori. Dette skyldtes, at dens primære objekter var partikler, og at der som sådan ikke eksisterede egentlige referencer til felterne. Sideløbende havde de Broglie, Schrödinger, Jordan, Pauli, Heisenberg m.fl. udviklet en relativistisk kvanteteori, hvor felterne var de centrale objekter, altså en ægte kvantefeltteori. I de følgende år (op gennem 1930'erne) var det disse to synsvinkler, som blev brugt til at beskrive elektrodynamikken. Begge grupper havde betydelig succes med at beregne visse værdier i kvanteelektrodynamikken, hvilket var med til at stimulere interessen for disse nye teorier i en sådan grad, at kvanteelektrodynamikken kom til at markere starten på et nyt forskningsprogram i fysikken - det såkaldte kvantefeltprogram.² Med starten på dette forskningsprogram indledte fysikken en periode - startende i begyndelsen af 1930'erne, hvor en af hovedopgaverne var at undersøge muligheden for at kunne beskrive de andre vekselvirkninger - herunder den svage vekselvirkning - ved anvendelsen af kvantefeltteori formalismen.³ Alt dette kommer vi nærmere ind på i afsnit 2.5. Med indførslen af kvantefeltteoriene fulgte også en anden type teorier - de såkaldte gaugeteorier. Hvad dette er, vil blive forklaret i næste afsnit.

2.2 Gaugeteorier

Ligesom kvantefeltteorier kom til at spille en vigtig rolle i udviklingen hen mod den elektrosvage teori, kan man roligt sige det samme om de såkaldte gaugeteorier. Men hvad er en gaugeteori egentlig? Kort sagt udgør gaugeteoriene en særlig klasse af kvantefeltteoriene, der, som før omtalt, opstod som den eneste konsistente sammensmeltning af kvantemekanik og relativitetsteori.⁴ Udover at være kvantefeltteorier, er gaugeteoriene karakteriseret ved at have en særlig symmetrisk struktur,

²Her var selvfølgelig tale om et forskningsprogram med to forskellige indgangsvinkler: Diracs hulteori (en kvasi-kvantefeltteori) og Jordans et al.s kvantefeltteori. Man kan vælge at kalde dette for to forskellige forskningsprogrammer, men jeg har her valgt blot at lade starten på QED markere starten på et samlet forskningsprogram. Se f.eks. [Schweber, S.S. (1994), kap. 1 og kap. 2] og [Cao, T.Y. (1998), kap. 7 og kap. 8].

³Senere stod det klart, at Jordan et al.s udgave af kvanteelektrodynamikken var mere velegnet til at beskrive de fænomener m.m., der senere skulle finde vej til kvantefeltteoriene (f.eks. spontant symmetribrud). Når vi i det følgende taler om kvantefeltteori er det derfor Jordan et al.s udgave. Diracs partikelfortolkning skulle dog senere dukke op i form af S-matrix teori og igen udgøre en seriøs konkurrent til kvantefeltteori.

⁴Generelt kan man sige, at en kvantefeltteori er baseret på tre centrale principper: kvantemekanikken, speciel relativitetsteori og antagelsen om, at elementarpartikler er matematiske punkter. Disse tre principper giver mulighed for at konstruere en stor klasse af konsistente teorier - de såkaldte kvantefeltteorier.

der udspringer fra de såkaldte kompakte Lie-grupper. De, i vores sammenhæng, mest relevante kompakte Lie-grupper er de såkaldte **Specielle Unitære** Lie-grupper, der for en given orden $n > 1$ betegnes $SU(n)$ og for $n = 1$ betegnes $U(1)$.⁵ Herved kommer en gaugeteori, som er karakteriseret ved f.eks. $SU(2)$ Lie-gruppen til at få betegnelsen en $SU(2)$ gaugeteori. Vi skal senere stifte bekendtskab med Lie-grupperne $U(1)$, $SU(2)$ og $U(1) \times SU(2)$, hvoraf sidstnævnte er den gruppestruktur, som ligger til grund for den elektrosvage vekselvirkning. Ud over dette kan den stærke vekselvirkning beskrives ved en $SU(3)$ gaugeteori, men dette vil vi ikke komme nærmere ind på.⁶ En fundamental egenskab ved gaugeteoriene er, at kræfterne i en sådan teori overføres af såkaldte gaugefelter, som er manifesteret ved såkaldte spin-1 gaugebosoner - og det er helt afgørende, at det er spin-1 partikler. I en $U(1)$ gaugeteori findes én gaugeboson, i en $SU(2)$ gaugeteori tre gaugebosoner, i en $SU(3)$ gaugeteori otte gaugebosoner og i en $SU(n)$ findes der $n^2 - 1$ gaugebosoner. Gaugeteoriene udgør altså en klasse af teorier, som har vist sig specielt velegnet til at beskrive de forskellige typer vekselvirkninger, som naturen rummer.⁷ At netop gaugeteorier skulle komme til at spille en så central rolle i teoribygningen inden for moderne fysik var ikke til at forudse, hvilket understreges af, at den første rigtige gaugeteori, *kvanteelektrodynamik*, var fra starten af 1930'erne, mens det først var i 1970'erne, at man indså, at den elektrosvage og stærke vekselvirkning kunne beskrives ved hver deres gaugeteori. Men hvorfor er det interessant, at de fundamentale vekselvirkninger kan beskrives ved gaugeteorier? Det er det af primært to grunde: for det første har man med gaugeteoriene fået en type teorier, der på en elegant og entydig måde dikterer den form, hvorved de forskellige felter og dermed også partikler vekselvirker⁸ og for det andet giver den fælles struktur - gauge strukturen - et begrundet håb om at kunne konstruere en såkaldt TOE (*Theory Of Everything*).⁹

Da gaugeteorier kommer til at indgå flere gange i det videre forløb er en vis generel viden om de vigtigste begreber, som er knyttet til denne type teorier allerede på dette tidspunkt påkrævet. Lad os derfor se lidt nærmere på hvordan en gaugeteori er opbygget.¹⁰

Lad os antage, at vi har et fysisk system, som er invariant under en given kompakt Lie-gruppe, hvor de tilknyttede transformationer ikke afhænger af rum-tidskoordinaterne x_μ . Det vil sige, at transformationerne er de samme, uanset hvor i rum-tiden de udføres, hvilket forklarer, hvorfor denne type transformationer kaldes for globale transformationer. Symbolsk kan vi betegne gruppen af globale transformationer

⁵Se f.eks. [Marshak, R.E. (1993), s. 153-155].

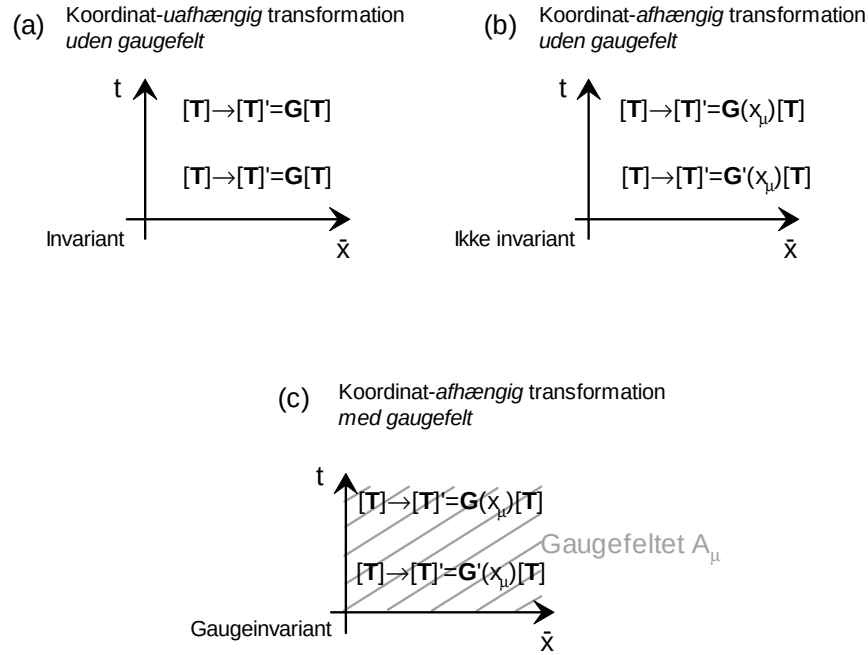
⁶En beskrivelse kan findes i f.eks. [Hoddeson, L. et al. (ed.) (1997), s. 18-23].

⁷Den generelle relativitetsteori er ikke en gaugeteori, men har en symmetristruktur, der umiskendeligt minder, om dem man finder i en gaugeteori. Man forestiller man sig, at tyngdekraften overføres af spin-2 bosoner og ikke spin-1 bosoner, der som nævnt er en afgørende egenskab ved en gaugeteori. Ud over dette er den generelle relativitetsteori ikke en kvantefeltteori, men på trods af dette kan man genfinde mange karakteristiske træk fra gaugeteorier i den generelle relativitetsteori.

⁸Se [Ryder, L.H. (1996), s. 79].

⁹[Moriyasu, K. (1983), Preface].

¹⁰Nedenstående er inspireret af [O'Raiheartaigh, L. (1997), s. 4-5].



Figur 2.1: a) Teorien $\mathbf{T}$ er invariant under de globale transformationer $\mathbf{G}$. b) $\mathbf{T}$ er ikke invariant under gauge-transformationerne $\mathbf{G}(x_\mu)$. c) Med indførslen af gauge-felter A_μ er $\mathbf{T}$ invariant under gauge-transformationerne $\mathbf{G}(x_\mu)$, og $\mathbf{T}$ er altså en gauge-teori.

for $\mathbf{G}$, og lader vi nu $[\mathbf{T}]$ repræsentere de fundamentale partikler, som beskriver det fysiske system, har vi altså, at Lagrange-funktionen er invariant under transformationen: $[\mathbf{T}] \rightarrow [\mathbf{T}]' = \mathbf{G}[\mathbf{T}]$. Indtil videre har det fysiske system ikke karakter af at være en gauge-teori, men lader vi nu de førnævnte globale transformationer afhænge af rum-tiden x_μ , sker der noget. Gruppen af transformationer $\mathbf{G}$ betegnes nu $\mathbf{G}(x_\mu)$ hvilket understreger afhængigheden af rum-tiden x_μ , og formelt kalder man disse transformationer for *gauge-transformationer*. Den oprindelige Lagrange-funktion vil nu ikke længere være invariant under disse gauge-transformationer. For at genskabe invariansen af vores Lagrange-funktion under gauge-transformationen: $[\mathbf{T}] \rightarrow [\mathbf{T}]' = \mathbf{G}(x_\mu)[\mathbf{T}]$ er det nødvendigt at indføre nye vektorfelter, de såkaldte gauge-felter - i en $U(1)$ gauge-teori er der ét gaugefelt A_μ , mens der i en $SU(n)$ gauge-teori er $n^2 - 1$ gauge-felter.¹¹ Introduktionen af gaugefeltet sikrer, at det fysiske system er invariant under gauge-transformationerne, og man siger, at det fysiske system er *gaugeinvariant*, eller at det er *gauge-symmetrisk*. Desuden er gaugefeltets vekselvirkninger med sig selv og omgivelserne helt fastlagt ud fra kravet om, at teorien skal være gaugeinvariant. På figur 2.1 har jeg skitseret, hvorledes en teori bliver til en gauge-teori.

I partikelfysikken svarer gauge-felterne til de såkaldte strålingsfelter: fotonfeltet A_μ i

¹¹Eksitationer i gaugefeltet bliver så til de såkaldte gaugepartikler, hvoraf bl.a. kan nævnes fotonen, Z^0 bosonen og $W^\pm$ bosonerne.

elektromagnetismen, de massive vektorfelter Z^0 , $W^\pm$ i de svage vekselvirkninger og de otte gluonfelter A_μ^c i de stærke vekselvirkninger. At tre så fænomenologisk forskellige vekselvirkninger - den elektromagnetiske, - den svage og den stærke, - kan beskrives ud fra det samme simple princip, må siges at være bemærkelsesværdigt, og som før nævnt er dette et af de væsentligste argumenter for at der kunne eksistere en TOE. Et af problemerne ved at konstruere en TOE ud fra en gaugeteori, er naturligvis gravitationen, som ikke umiddelbart lader sig indpasse i en gaugeteoriformalisme. Efter denne introduktion om gaugeteorier er vi klar til at se på gaugeteoriernes historiske placering i fysikken.

Flere af begreberne fra gaugeteori, såsom gaugetransformationer og gaugeinvariants, var kendt langt tid før etableringen af egentlige gaugeteorier. Selv om det engelske ord *gauge* først i 1929 blev brugt i forbindelse med en bestemt type transformationer, har jeg konsekvent valgt at bruge ordet gauge også om opdagelser af ældre dato, som i dag ville få denne betegnelse. Den første brug af gaugetransformationer og gaugeinvariants kan ifølge [Jackson, J.D. & Okun, L.B. (2001)] føres tilbage til opdagelsen af elektromagnetismen i 1820. Kort tid efter den første elektromagnetiske teori opdagede man, at forskellige valg af vektorpotential $\vec{A}$ førte til den samme observerbare kraft (det kunne være $\vec{F}$ eller $\vec{B}$). Denne tilsyneladende frihed i valget af vektorpotential gjorde, at man kunne indføre forskellige restriktioner på vektorpotential, som fjernede denne frihed. Af eksempler kan nævnes: $\nabla \cdot \vec{A} = 0$ og $\partial_\mu A^\mu = 0$, som blev foreslået af hhv. Maxwell og den danske fysiker L.W. Lorenz. Hvad man havde fundet ud af var, at elektromagnetismen var *gaugeinvariant*, og at man kunne udnytte dette til at sætte forskellige restriktioner på vektorpotential, som derved simplificerede beregningerne betragteligt. I moderne sprogbrug ville man sige, at man valgte en specifik gauge for at simplificere ens beregninger. Netop holdningen, at gaugeinvariants var en praktisk egenskab ved de elektromagnetiske ligninger - Maxwell-ligningerne - men på ingen måder et specielt fundamentalt princip, prægede fysikken helt frem til slutningen af 1920'erne.¹² Eksempler på dette er bl.a. Gustav Mies modificerede version af Maxwells elektrodynamik fra 1912, som blev afvist på grund af dens uoverensstemmelse med eksperimenterne, men det blev ikke indset at denne uoverensstemmelse skyldtes, at Mies elektrodynamik *ikke* var gaugeinvariant. I Schrödingers senere berømte artikelserie fra 1926 med titeloverskriften *Quantisierung als Eigenwertproblem*, hvori han grundlagde kvantemekanikken, findes ingen eksplicit brug af gaugeinvariants. Så sent som i slutningen af 1927 var den russiske fysiker Vladimir Fock både overrasket og lettet over, at Balmer-spektret var invariant under de gaugetransformationer, under hvilke han kort tid for inden, havde vist, at kvantemekanikken var invariant.¹³ I 1926 havde Fock nemlig bemærket, at ligningerne bag kvantemekanikken var invariante under

¹²Her skal nævnes to væsentlige undtagelser, nemlig Einsteins almene og generelle relativitetsteori, som begge er eksempler på teorier, hvor symmetrier spiller primære roller i teorierne. I tilfældet med den generelle relativitetsteori er det kravet om invariants under vilkårlige koordinattransformationer, som direkte dikterer vekselvirkningen [Moriyasu, K. (1983), s. 6-11].

¹³Se [O'RaiFeartaigh, L. (1997), s. 22].

en kombineret form for transformationer, som involverede en gaugetransformation af vektor- og skalarpotentialer, se hhv. (2.1) og (2.2), samt en gaugetransformation af bølgefunktionen, se (2.3). Disse overvejelser blev nedskrevet i artiklen, *Über die invariante Form der Wellen- und der Bewegungsgleichungen für einen geladenen Massenpunkt*¹⁴, hvori man finder nedenstående transformationer (her omskrevet til moderne notation):

$$\vec{A} \rightarrow \vec{A}' = \vec{A} + \nabla\chi \quad (2.1)$$

$$\Phi \rightarrow \Phi' = \Phi - \frac{1}{c} \frac{\partial\chi}{\partial t} \quad (2.2)$$

$$\Psi \rightarrow \Psi' = \Psi e^{ie\chi(x_\mu)/\hbar c} \quad (2.3)$$

Her er $\vec{A}$ vektorpotentialer, Φ er skalarpotentialer, og χ er den såkaldte gauge-funktionen. Det afgørende nye i Focks artikel var, at han bemærkede, at den nyopdagede kvantemekanik var gaugeinvariant under de gaugetransformationer, som man kendte fra elektromagnetismen, hvis man tillige gaugetransformerer stoffeltet, altså bølgefunktionen Ψ , som i (2.3). Netop disse transformationer skulle senere komme til at spille en stor rolle i den moderne fysik. For flere og uddybende betragtninger, vedrørende den historiske oprindelse af gaugeteori og dets begreber, se [Jackson, J.D. & Okun, L.B. (2001)] og [O’Raifeartaigh, L. (1997)].

Tidligere skitserede jeg kort hvad det ville sige at en teori var gaugeinvariant - her følger en mere specifik redegørelse. Når en teori er invariant under de kombinerede transformationer beskrevet ved ligningerne (2.1), (2.2) og (2.3), siger man, at teorien er gaugeinvariant. Med fire-vektor notation og i de såkaldte *normale enheder* vil man skrive transformationerne således:

$$A_\mu \rightarrow A'_\mu = A_\mu - \partial_\mu\chi \quad (2.4)$$

$$\Psi \rightarrow \Psi' = \Psi e^{ie\chi(x_\mu)} \quad (2.5)$$

hvilket er den form, vi senere skal bruge, når vi skal se på kvanteelektrodynamik som en gaugeteori. Man kan sige, at med Focks nedskrivning af de førnævnte gaugetransformationer havde man fået indført den rette form af det princip, som senere skulle vise sig at blive en af hjørnesteenene i fundamental fysik. Men før fysikerne indså dette, skulle man igennem en lang periode, hvor gaugetransformationer kom til at spille den rolle, de havde gjort helt fra start - nemlig som nyttige egenskaber ved en teori. Der var dog specielt en person, som ikke stillede sig tilfreds med den plads, gaugeteoriene så ud til at få i fysikken. Det var matematikeren Hermann Weyl.

¹⁴[Fock, V. (1927)]. Oversat til engelsk i [O’Raifeartaigh, L. (1997), s. 70].

2.3 Weyls gaugeprincip

Hermann Weyl blev født i 1885 i Tyskland og fik sin ph.d. i matematik i 1908 ved universitetet i Göttingen under kyndig vejledning af den eminente matematiker David Hilbert. Med interesseområder inden for bl.a. geometri, topologi, og gruppeteori var det for Weyl nærliggende at kigge nærmere på Einsteins generelle relativitetsteori fra 1915, som var bygget op omkring Riemann-geometrien. I perioden efter opdagelsen af den generelle relativitetsteori steg interessen for at udvide forståelsen af sammenhængen mellem geometri og fysik; dette skal ses i lyset af, at selve *eksistensen* af det gravitationelle felt i den generelle relativitetsteori er en konsekvens af den geometri, rummet har. På dette tidspunkt havde man kun et indgående kendskab til én anden kraft - den elektromagnetiske, der ikke som den gravitationelle umiddelbart kunne *geometriseres* inden for Riemann-geometrien. For fysikerne blev det derfor afgørende at klarlægge, hvorvidt man kunne udvide Riemanns geometri således, at elektromagnetismen også fremkom som en geometrisk *connection* (en forbindelse), hvilket i en vis forstand ville forene elektromagnetismen og gravitationen. Einsteins generelle relativitetsteori ansporede matematikerne til at videreudvikle teorien bag de såkaldte *connections*. Dette mandede ud i hel ny matematisk disciplin, *theory of connections*, som senere med opdagelsen af gaugeteorier også kom til omfatte de såkaldte *fiber bundles*. Det var midt i dette miljø, at Weyl med sine gode matematiske kundskaber og sin naturlige interesse for fysik slog sine folder.

I 1918 fremlagde Weyl en teori, som var et kvalificeret bud på en teori, der gav en geometrisk beskrivelse af både den elektromagnetiske og gravitationelle kraft. Motivationen bag Weyls udvikling af teorien var af både matematisk og fysisk karakter. Den matematiske side af motivationen var, at Weyl ikke mente, at Riemanns geometri kunne være en *rigtig infinitesimal geometri*, da den tillod sammenligning af vektorers størrelse i vilkårlige punkter i rummet. Den fysiske motivation var selvfølgelig at skabe en teori, hvor det elektromagnetiske felt var en nødvendig konsekvens af at opretholde en lokal symmetri, på samme måde som det gravitationelle felt var nødvendigt for at opretholde koordinatinvariansen i den generelle relativitetsteori. At Weyl har haft mere i tankerne end *bare* at forbedre Riemanns geometri kan sandsynliggøres af Weyls kommentar i et brev til Einstein, dateret 1. marts 1918, hvori han skriver:

These days I succeeded, as I believe, to derive electricity and gravitation from a common source

H. Weyl (1918) [Straumann, N. (1996), s. 5].

På samme måde som den generelle relativitetsteori beskrev gravitationen, som en geometrisk effekt ved rummet, mente Weyl altså at have fundet en geometrisk beskrivelse af den elektromagnetiske vekselvirkning. For at få en fornemmelse af hvilke kriterier Weyl bl.a. anvendte, da han udviklede denne og andre teorier, har jeg gengivet følgende to udtalelser fra Weyl:

Symmetry denotes that sort of concordance of several parts by which they integrate into a whole. *Beauty* is bound up with symmetry.

[Weyl, H. (1952)].

My work always tried to unite the truth with the beautiful, but when I had to choose one or the other, I usually chose the beautiful.

H. Weyl [Dyson, F.J. (1956)].

Hvad enten motivationen var matematisk eller fysisk, greb Weyl rent praktisk sagen an ved at udvide princippet fra relativitetsteorien, om at alle fysiske målinger er relative i forhold til rum-tiden, til at det desuden skulle gælde, at *normen* af enhver fysisk vektor var relativ, dvs. afhang af, hvor i rummet vektoren befandt sig.¹⁵ Denne nye betingelse nødvendiggjorde, at teorien skulle være invariant under følgende gauge-transformation (skalaændring):¹⁶

$$g_{\mu\nu} \rightarrow g_{\mu\nu} e^{\lambda(x_\mu)} \quad (2.6)$$

Hermed havde Weyl fået indført en ny lokal symmetri - altså en gaugesymmetri - i den generelle relativitetsteori, hvilket frembragte endnu en *connection* i Weyls teori. Denne nye *connection*, som skulle forbinde normen af de fysiske vektorer i forskellige punkter, identificerede Weyl som det elektromagnetiske potentiale A_μ på baggrund af dens egenskaber. Med denne dristige, næsten metafysiske, fortolkning af potentialet havde Weyl frembragt en teori, hvor den gravitationelle og den elektromagnetiske kraft havde samme oprindelse - rummets geometri. Weyl var endvidere i stand til at vise, at ladningsbevarelsen $\partial^\mu j_\mu = 0$ fulgte af kravet om skalainvarians, på samme måde som energi- og impulsbevarelse $\partial^\mu T_{\mu\nu} = 0$ fulgte af Poincaré-invarians. At to så fænomenologisk forskellige begreber som ladningsbevarelse og energi- og impulsbevarelse havde samme geometriske oprindelse, var for Weyl en indikation på, at teorien var et skridt i den rigtige retning.¹⁷ Teorien blev, som tidligere nævnt, fremsat i 1918 i artiklen *Gravitation und Elektrizität*¹⁸ og gav allerede før offentliggørelsen anledning til en ivrig debat, der hurtigt delte fysikersamfundet i modstandere og tilhængere af Weyls teori.¹⁹ Einstein, som havde en flittig brevkorrespondance med Weyl, havde flere indvendinger mod Weyls teori, bl.a. at den var uforenelig med hans egen relativitetsteori. Dette udmøntede sig i, at Einstein fik medtaget et efterskrift til artiklen, hvori der bl.a. stod:

..... it seems to me that one cannot accept the basic hypothesis [invarians under (2.6)] of this theory, whose depth and boldness every reader must nevertheless admire.

¹⁵ Altså en form for måleinvarians. Da det engelske ord *gauge* kan oversættes til *at måle*, er det herfra Weyls første teori, at man er blevet inspireret til navnet gauge-teorier.

¹⁶ Her er $g_{\mu\nu}$ metriktensoren, som definerer rummet i relativitetsteorien. Se også [Jackson, J.D. & Okun, L.B. (2001), s. 19].

¹⁷ [O’Raifeartaigh, L. (1997), s. 45].

¹⁸ [Weyl, H. (1918)]. Oversat til engelsk i [O’Raifeartaigh, L. (1997), s. 24].

¹⁹ [Straumann, N. (1996), s. 9].

A. Einstein (1918) [O’Raifeartaigh, L. (1997), s. 35].

Weyl prøvede at forsvare sig mod kritikken, men måtte senere erkende, at netop teoriens basishypotese om skalainvarians var forkert, og at den ellers så smukke teori ikke kunne være rigtig. Men hvorfor er Weyls teori fra 1918 så egentlig interessant, når den er forkert? Det er den af mindst tre grunde, som jeg har valgt at samle i overskrifterne:

- Den rigtige idé.
- Tro på egne idéer.
- En kilde til inspiration.

Den rigtige idé: selv om Weyls *ansatz* om, at normen af de fysiske vektorer skulle være relativ (som førte til at teorien skulle være invariant under en skalaændring af metrikken), viste sig at være forkert, var selve idéen om, at den elektromagnetiske vekselvirkning kunne udledes ud fra en lokal symmetri - en såkaldt gaugesymmetri - korrekt. At den rigtige anvendelse af Weyls gaugesymmetri var i samspillet mellem elektromagnetismen og bølgefunktionen, blev, som vi skal se, antydnet i en række artikler op gennem 1920’erne. Ud over at behandle gaugeinvarians indeholdt Weyls artikel desuden, formelt set, det matematiske grundlag, som var nødvendigt for at konstruere, hvad man i dag vil kalde for en $SU(2)$ gaugeteori (eller Yang-Mills teori) - en teoritype, som senere kom til at udgøre det teoretiske grundlag for den elektrosvage teori.²⁰

Tro på egne idéer: at Weyl forsøgte at konstruere en teori, hvor den gravitationelle og elektromagnetiske kraft begge var manifestationer af rummets geometri, vidner om en person, som ikke var bange for at sætte sig store mål. At han yderligere offentliggjorde sin teori, som på flere afgørende steder hvilede på et spekulativt grundlag, f.eks. længdeinvarians, viser, at han var en person, som havde modet til at turde fremsætte kontroversielle idéer, trods den lurende fare for at blive kritiseret af den mere etablerede del af fysikersamfundet. Disse egenskaber skulle Weyl få lov til at demonstrere endnu engang i sin 1929-artikel, som på trods af en langt mere positiv modtagelse også var en artikel, hvor centrale begreber og idéer måtte vente mange år, før de kom til deres ret.

En kilde til inspiration: med Weyls teori startede en proces, hvor andre forsøgte sig med at beskrive den gravitationelle og elektromagnetiske kraft i én og samme teori. Specielt den kendsgerning, at Weyl som den første havde forsøgt at give en geometrisk fortolkning af elektromagnetismen, inspirerede andre til at forsøge noget tilsvarende. Her tænkes specielt på, den tyskfødte matematiker Theodor Kaluza, som

²⁰[Straumann, N. (1996), s. 8].

allerede i 1919 prøvede at forklare elektromagnetismen ved indførslen af en femte koordinat i rum-tiden.²¹ I 1926 publicerede Vladimir Fock og den svenske matematiker Oskar Klein uafhængigt af hinanden en teori, der byggede på Kaluzas 1919-teori, men som også inkorporerede den nyopdagede kvantemekanik. I modsætning til både Schrödinger²² og Kleins artikler, som ikke omtalte sammenhængen mellem tilstedeværelsen af det elektromagnetiske felt og den kendsgerning, at teorien er gaugeinvariant, var hele begrebet gaugeinvarians i højeste grad tilstede i Focks artikel, hvilket opstillingen af gauge-transformationerne (2.1), (2.2), og (2.3) vidner om.

Inspireret af Klein-Focks udvidede Kaluza teori, samt Schrödingers artikel *Über eine bemerkenswerte Eigenschaft der Quantenbahnen eines einzelnen Elektrons*²³ fra 1922, opstillede Fritz London i 1927 en kvantemekanisk fortolkning af Weyls forføjede teori fra 1918 i artiklen *Quantenmechanische Deutung der Theorie von Weyl*²⁴, som pusede nyt liv i Weyls teori. Weyl, inspireret af Schrödinger og Londons artikler, publicerede i 1929 artiklen *Elektron und Gravitation*²⁵, en retrospektivt set meget vigtig artikel i fysikken. Udover at Weyls teori skabte debat, bidrog den også til at tvinge datidens fysikere til at tænke i andre baner, hvilket resulterede i udviklingen af en række nye begreber.

Før vi ser på Weyls teori fra 1929, er det på sin plads kort at kommentere Londons artikel fra 1927, som gav en helt ny fortolkning af Weyls forføjede teori fra 1918.²⁶ London havde observeret, at Weyls princip om, at teorien skulle være invariant under en skalaændring af metriktensoren (2.6) i kvantemekanikken var ækvivalent med, at bølgefunktionen ψ var invariant under Focks transformationer (2.1), (2.2), og (2.3) forudsat at Weyls $\lambda(x_\mu)$ funktion blev gjort imaginær, dvs. $\lambda(x_\mu) \rightarrow i\lambda(x_\mu)$. Med denne ændring blev Weyls skalaændring af metrikken til en faseændring af bølgefunktionen. En interessant detalje er, at Einsteins tidligere indvendinger mod Weyls teori nu bliver et spørgsmål om, hvorvidt elektroner med samme fase, som bliver ført af forskellige veje, vil opnå en faseforskel. I dag er effekten observeret og kendt under navnet Aharonov-Bohm effekten. Efter Londons elegante påvisning af de ændringer, som skulle til for at gøre Weyls 1918-teori i bedre overensstemmelse med naturen, kunne han ikke dy sig for at give Weyl følgende kommentar med på vejen:

²¹Kaluza sendte artiklen til Einstein, som var positiv overfor indholdet, men af uvisse årsager fik Einstein først indsendt artiklen til publicering to år senere (dvs. i 1921) [O’Raifeartaigh, L. & Straumann, N. (2000)].

²²I artiklen, *Quantisierung als Eigenwertproblem; vierte Mitteilung*, ([Schrödinger, E. (1926)]). En oversættelse til engelsk, samt kommentarer, kan findes i [O’Raifeartaigh, L. (1997), s. 91]., hvori Schrödinger beskriver, hvordan det elektromagnetiske felt kan indføres i kvantemekanikken, kædes dette ikke sammen med gauge-transformationerne.

²³[Schrödinger, E. (1922)]. Oversat til engelsk i [O’Raifeartaigh, L. (1997), s. 87]. Schrödinger bemærkede i artiklen, altså allerede i 1922, at problemerne i Weyls teori muligvis ville forsvinde, hvis man tog hensyn til energiens kvantisering.

²⁴[London, F. (1927)]. Oversat til engelsk i [O’Raifeartaigh, L. (1997), s. 94].

²⁵[Weyl, H. (1929)]. Oversat til engelsk i [O’Raifeartaigh, L. (1997), s. 121].

²⁶Se f.eks. [O’Raifeartaigh, L. (1997), s. 79-81] og [Jackson, J.D. & Okun, L.B. (2001), s. 19-21].

..... it must have been an unusually strong metaphysical conviction that prevented Weyl from abandoning the idea that Nature would have to make use of the beautiful geometrical possibility that was offered.

F. London (1927) [O’Raifeartaigh, L. (1997), s. 95].

Til trods for at de nævnte artikler fra Schrödinger, Fock, Klein og London alle kredsede omkring gaugesymmetrierne og i stor stil anvendte dem i deres artikler, var der ingen af dem, som betragtede gaugesymmetrierne som afgørende. Weyl, som efter sigende modtog ændringerne og de nye fortolkninger til sin 1918-teori med stor interesse, udgav som tidligere nævnt artiklen *Elektron und Gravitation* i 1929.²⁷ I denne artikel, som kan ses som en opfølgning af hans artikel fra 1918, anerkendte Weyl, at gaugeinvariansen ikke, som han tidligere troede, forenede elektromagnetismen og gravitationen, men i stedet forenede elektromagnetismen og stoffet.²⁸ Med dette udsagn havde Weyl ikke sagt mere end hvad Schrödinger, Fock, Klein og London indirekte havde beskrevet i deres artikler. Men Weyl gik skridtet videre og ophøjede gaugeinvarians til et fysisk princip, hvorfra man kunne udlede de elektromagnetiske vekselvirkninger. I forordet til artiklen skriver Weyl:

It seems to me that this new principle of gauge-invariance, which follows not from speculation but from experiment, tells us that the electromagnetic field is a necessary accompanying phenomenon, not of gravitation, but of the material wave-field represented by ψ .

H. Weyl (1929) [O’Raifeartaigh, L. (1997), s. 122].

Jeg vil ikke komme nærmere ind på detaljerne i Weyls 1929-teori, men blot henvise til [O’Raifeartaigh, L. (1997), s. 107-120], hvor Weyls artikel er gennemgået ned til mindste detalje. Der er dog et begreb i Weyls artikel, som man ikke kan komme udenom. Dette er den såkaldte to-komponentformalisme.

We shall see that two components suffice if the requirement of left-right symmetry [parity] is dropped.

H. Weyl (1929) [O’Raifeartaigh, L. (1997), s. 123].

Da der på dette tidspunkt absolut ikke var nogen fysikere, som blot mistænkte, at der ikke skulle gælde venstre-højre symmetri blev denne del af Weyls teori opfattet på samme måde som en del af hans tidligere arbejde inden for fysikken: matematisk interessant, men uden forbindelse til den fysiske verden. Som vi senere skal se, i afsnit 3.4, kom denne udlægning ikke til at holde stik.

²⁷Se [O’Raifeartaigh, L. (1997), s. 86].

²⁸Weyl blev dog ved med at insistere på, at gaugeinvarians skulle forstås i sammenhæng med den generelle relativitetsteori, hvilket skabte en forbindelse til hans teori fra 1918.

Umiddelbart skulle man tro, at Weyls udlægning af gaugeinvariansen som et princip, hvorfra man kunne *udlede* kvanteelektrodynamikken og den generelle relativitetsteori, ville vække stor opsigt i fysikersamfundet - men det gjorde det ikke. En af grundene til dette var, at begge teorier var velbeskrevne, og som sådan tilføjede Weyls metode ikke noget nyt til disse. Ud over dette var det i begyndelsen af 1930'erne blevet evident, at der fandtes en ny type vekselvirkninger: den svage og den stærke kernekraft. Det stod hurtigt klart, at disse to vekselvirkninger ikke umiddelbart kunne beskrives ved gaugeprincippet, hvilket var med til at cementere billedet af gaugeprincippet som et interessant matematisk princip, men uden noget fysisk indhold. Men også dette skulle ændre sig.

For en mere detaljeret gennemgang af den teoretiske udvikling fra Weyls 1918-artikel og frem til Londons kvantemekaniske udlægningen af denne teori i 1927 henvises til [O'Raifeartaigh, L. (1997)] og [Straumann, N. (1996)].

Wolfgang Pauli, som var notorisk kendt for at have en mening (gerne kritisk) om alt og alle, var specielt hård ved Weyl. Før den egentlige udgivelse af sin 1929-artikel publicerede Weyl en artikel i *Proc. Nat Acad (U.S.)*, hvori han kortfattet præsenterede sine nye idéer. Paulis reaktion på dette bidrag kom øjeblikkeligt:

Before me lies the April edition of the *Proc. Nat Acad (U.S.)*. Not only does it contain an article from you under "physics" but shows that you are now in a "Physical Laboratory": from what I hear you have even been given a chair in "Physics" in America. I admire your courage; since the conclusion is inevitable that you wish to be judged, not for successes in pure mathematics, but for your true but unhappy love for physics. W. Pauli (1929) [O'Raifeartaigh, L. (1997), s. 108].

Senere da Pauli blev præsenteret for hele indholdet i artiklen blev han dog mere venligt stemt og skrev til Weyl:

Here I must admit your ability in Physics. Your earlier theory with $g'_{ik} = \lambda g_{ik}$ was pure mathematics and unphysical. Einstein was justified in criticizing and scolding. Now the hour of your revenge has arrived.

W. Pauli (1929) [Straumann, N. (1996), s. 15].

Pauli var specielt begejstret for den måde, hvorpå Weyl via gaugeprincippet fik introduceret de elektromagnetiske vekselvirkninger, samt at ladningsbevarelsen fulgte direkte fra selv samme princip. Vi vil nu bevæge os bort fra den mere historiske fremstilling, og i stedet for se på, hvordan kvanteelektrodynamikken ved hjælp af gaugeprincippet kan formuleres som en $U(1)$ gaugeteori.

2.4 Kvanteelektrodynamik - en gaugeteori

Kvanteelektrodynamik også kaldet QED (*Quantum Electrodynamics*, som vil være den betegnelse vi fremover vil anvende) er den teori, der beskriver, hvordan elektromagnetisk stråling dvs. fotoner vekselvirker med elektrisk ladet stof, som typisk vil være elektroner.

Da der er skrevet mangt og meget om den historiske udvikling af QED, vil jeg ikke beskæftige mig i væsentlig grad med dette aspekt. For den interesserede vil man kunne finde en udmærket indførsel i QED's historie i [Schweber, S.S. (1994)] samt i [Pais, A. (1986)]. Jeg vil i stedet fokusere på at beskrive QED som en såkaldt $U(1)$ gaugeteori. På denne måde vil læseren forhåbentligt få en idé om, hvad en gaugeteori er og herefter kunne trække på denne viden, når vi senere skal kigge på den elektrosvage teori som en $SU(2) \times U(1)$ gaugeteori. Ud over at tjene som et praktisk eksempel på en gaugeteori er et vist kendskab til QED afgørende for at forstå, hvorfor flere af de fysiske teorier, som umiddelbart fulgte i kølvandet på QED, fik det *udseende*, som de gjorde. Her tænkes specielt på Fermis teori for de svage vekselvirkninger, der af indlysende grunde spillede en afgørende rolle for udviklingen af den elektrosvage teori. Men der tænkes også på Yukawas teori for de stærke vekselvirkninger, som på en mere indirekte måde kom til at bidrage til fremkomsten af den elektrosvage teori.²⁹ Begge teorier har det tilfælles, at de mere eller mindre er inspireret af QED og som sådan begge er kvantefeltteorier. Mere om dette senere, lad os nu se på, hvorledes QED kan formuleres som en gaugeteori.

Den naturlige formalisme til beskrivelse af QED er den såkaldte Lagrange-formalisme.³⁰ Med følgende valg af Lagrange-funktionen:³¹

$$L_0(\psi(x_\mu), \partial_\mu \psi(x_\mu)) = i\bar{\psi}\gamma^\mu \partial_\mu \psi - m\bar{\psi}\psi = \bar{\psi}(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi \quad (2.7)$$

får vi et fysisk system, der er beskrevet ved feltet ψ , som vi i det følgende vil kalde Dirac-feltet, der opfylder Dirac-ligningen:

$$(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi = 0 \quad (2.8)$$

For det adjungerede Dirac-felt $\bar{\psi}$ får vi:

$$\bar{\psi}(i\gamma^\mu \overleftarrow{\partial}_\mu + m) = 0 \quad (2.9)$$

Dirac-ligningen er specielt velegnet til at beskrive spin- $\frac{1}{2}$ partikler, som f.eks. kunne være elektroner. Vi har således fået opstillet et fysisk system, som giver mulighed for

²⁹Yang-Mills teori var i første omgang et forsøg på at give en bedre beskrivelse af de stærke vekselvirkninger end den man havde i Yukawas teori.

³⁰Se f.eks. [Greiner, W. & Reinhardt, J. (1996)].

³¹Her er $\bar{\psi}$ det såkaldte adjungerede felt til ψ . Det er vigtigt at bemærke, at felterne bliver til operatorer, når de kvantiseres. Dvs. at $\psi(\mathbf{x}_0, t_0)$ bliver til en operator, som kan fjerne (skabe) partikler (antipartikler) og $\bar{\psi}(\mathbf{x}_0, t_0)$ til en operator, som skaber (fjerner) partikler (antipartikler) i punktet $\mathbf{x}_0$.

at beskrive *frie* elektroner, dvs. elektroner som ikke vekselvirker med omgivelserne - en ikke særlig interessant teori. Lad os nu prøve at anvende Weyls gaugeprincip og se, om det giver tilstedeværelsen af det elektromagnetiske felt. Vi kræver nu, at Lagrange-funktionen (2.7) skal være invariant under $U(1)$ gaugetransformationen:

$$\psi \rightarrow e^{i\alpha(x_\mu)}\psi \quad (2.10)$$

og for det adjungerede felt:

$$\bar{\psi} \rightarrow e^{-i\alpha(x_\mu)}\bar{\psi} \quad (2.11)$$

Ved direkte indsættelse af (2.10) og (2.11) i Lagrange-funktionen (2.7) ser man, at denne ikke er invariant - man får nemlig:

$$L_0 \xrightarrow{U(1)_{gauge}} L_0 - \bar{\psi}\gamma^\mu (\partial_\mu \alpha(x_\mu)) \psi \quad (2.12)$$

Her ses det også, at hvis transformationerne ikke afhænger af, hvor i rum-tiden de finder sted, dvs. hvis α er en konstant, vil Lagrange-funktionen være invariant (da $\partial_\mu \alpha = 0$). Grunden til at Lagrange-funktionen er invariant ved en *global* transformation og ikke ved en gaugetransformation skal findes i, at den afledte $\partial_\mu \psi$ i det globale tilfælde transformerer *kovariant*, mens dette ikke er tilfældet ved en gauge-transformation. At transformere kovariant betyder, at den afledte $\partial_\mu \psi$ transformerer på samme måde som ψ under transformationen. Det er let at se, at $\partial_\mu \psi$ transformerer kovariant under en global transformation:

$$\psi \rightarrow e^{i\alpha}\psi \quad (2.13)$$

$$(\partial_\mu \psi) \rightarrow (\partial_\mu e^{i\alpha}\psi) = e^{i\alpha} (\partial_\mu \psi) \quad (2.14)$$

Tilsvarende kan man let overbevise sig om, at dette ikke er tilfældet under en gauge-transformation. Idéen er nu at udskifte ∂_μ med en ny operator, der transformerer kovariant for derved at skabe en situation lig det globale tilfælde, hvor Lagrange-funktionen var invariant. Et kvalificeret gæt vil være:³²

$$\partial_\mu \rightarrow D_\mu \equiv \partial_\mu - ieA_\mu \quad (2.15)$$

Man kan nu prøve at udregne, hvordan $D_\mu \psi$ transformerer under (2.10).

$$(D_\mu \psi) \rightarrow D_\mu (e^{i\alpha(x_\mu)}\psi) = (\partial_\mu - ieA_\mu) (e^{i\alpha(x_\mu)}\psi) \quad (2.16)$$

Herved får man:

$$(D_\mu \psi) \rightarrow e^{i\alpha(x_\mu)} (\partial_\mu - ieA_\mu + i\partial_\mu \alpha(x_\mu)) \psi \quad (2.17)$$

hvilket ikke helt er på den ønskede form på grund af leddet $i\partial_\mu \alpha(x_\mu)$, som står inden i parentes. Heldigvis har vi en frihed i valget af A_μ , hvis vi tolker det som det elektromagnetiske potentiale, hvilket skyldes, at Maxwell-ligningerne er invariante

³²De tidligere omtalte *connections* er netop på denne form. Her er A_μ et vektorfelt. Vi håber altså, at vi ved at indføre en *connection* kan gøre teorien gaugeinvariant.

under visse transformationer af A_μ . Disse transformationer kaldes også gaugetransformationer og er på formen:

$$A_\mu \rightarrow A_\mu + \partial_\mu \chi(x_\mu) \quad (2.18)$$

hvor $\chi(x_\mu)$ er en vilkårlig funktion. Vælger vi nu $\chi(x_\mu) \equiv \frac{1}{e}\alpha(x_\mu)$ får vi ved at bruge *gaugefriheden* (2.18) i (2.17) følgende:

$$(D_\mu \psi) \rightarrow e^{i\alpha(x_\mu)} \left(\partial_\mu - ie \left(A_\mu + \frac{1}{e} \partial_\mu \alpha(x_\mu) \right) + i \partial_\mu \alpha(x_\mu) \right) \psi = e^{i\alpha(x_\mu)} (D_\mu \psi) \quad (2.19)$$

hvilket var det ønskede. Konklusionen er altså, at hvis Lagrange-funktionen (2.7) skal være invariant under gaugetransformationerne (2.10) og (2.11), må vi erstatte ∂_μ med D_μ , hvilket introducerer et nyt felt - gaugefeltet, som transformeres jvf. (2.18). Nu mangler vi bare at indse, at vi nu har konstrueret en teori, som beskriver et vekselvirkende system bestående af Dirac-feltet ψ , der kunne beskrive elektroner, og gaugefeltet A_μ , som viser sig at være det elektromagnetiske felt. Ifølge ovenstående skulle vi altså erstatte ∂_μ med D_μ i Lagrange-funktionen (2.7) for at opretholde gaugeinvariansen af denne. Gør vi dette, fås:

$$\begin{aligned} L_{\text{invariant}} &= i\bar{\psi}\gamma^\mu D_\mu \psi - m\bar{\psi}\psi \\ &= i\bar{\psi}\gamma^\mu (\partial_\mu - ieA_\mu) \psi - m\bar{\psi}\psi \\ &= \bar{\psi} (i\gamma^\mu \partial_\mu - m) \psi + e\bar{\psi}\gamma^\mu A_\mu \psi \\ &= L_0 + L_{\text{int.}} \end{aligned} \quad (2.20)$$

hvilket netop er en Lagrange-funktion, der beskriver et Dirac-felt, som vekselvirker med et felt A_μ . Man kan vise, at feltet A_μ har de egenskaber, som vi vil forvente for det elektromagnetiske felt. For at få den helt korrekte Lagrange-funktion for det koblede system må vi dog addere et led $L_{e.m.}$, som beskriver den frie del af det elektromagnetiske felt, til Lagrange-funktionen (2.20). Dette kan vi gøre uden problemer da et sådan led er gaugeinvariant, og derfor ikke ødelægger gaugeinvariansen af den samlede Lagrange-funktion, som dermed bliver:

$$L_{QED} = L_0 + L_{e.m.} + L_{\text{int.}} = \bar{\psi} (i\gamma^\mu \partial_\mu - m) \psi - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + e\bar{\psi}\gamma^\mu A_\mu \psi \quad (2.21)$$

Hermed har vi altså fået vist, at ved anvendelsen af Weyls gaugeprincip på Lagrange-funktionen for det fri Dirac-felt, får vi Lagrange-funktionen for QED. At det elektromagnetiske felts partikler, dvs. fotonerne, er masseløse, skyldes, at der i Lagrange-funktionen (2.21) ikke optræder et led af typen:

$$\frac{1}{2} m_\gamma^2 A_\mu A^\mu \quad (2.22)$$

Man kan nu med rette stille spørgsmålet, om man ikke, på samme måde som vi gjorde med ledet $L_{e.m.}$, kunne lægge masseledet (2.22) til Lagrange-funktionen (2.21). Dette

kan man imidlertid ikke på grund af kravet om, at Lagrange-funktionen skal være gaugeinvariant. Da ledet (2.22) transformerer på følgende måde under gauge-transformationen (2.18):

$$\frac{1}{2}m_\gamma^2 A_\mu A^\mu \rightarrow \frac{1}{2}m_\gamma^2 A_\mu A^\mu + \frac{1}{e} (A_\mu \partial^\mu \alpha(x_\mu) + A^\mu \partial_\mu \alpha(x_\mu)) + \frac{1}{e^2} \partial_\mu \alpha(x_\mu) \partial^\mu \alpha(x_\mu) \quad (2.23)$$

vil dette led tydeligvis ødelægge gaugeinvariansen og kan derfor ikke medtages. Dette passer alt sammen godt ind i vores billede af, at den elektromagnetiske vekselvirkning er en kraft, som overføres af *masseløse* fotoner. Herudover kan det let vises, at der på grund af gaugesymmetrien eksisterer en bevaret strøm, der kan identificeres som landningsbevarelsen i de elektromagnetiske vekselvirkninger.³³

Vi har nu set, at Weyls gaugeprincip anvendt på Lagrange-funktionen på det fri Dirac-felt giver en teori, som beskriver vekselvirkninger mellem Dirac-feltet ψ og det elektromagnetiske felt A_μ , og hvor koblingens struktur, fotonens *manglende* masse og ladningens bevarelse, er fastlagt ud fra kravet om gaugeinvarians. En liste af egenskaber, som burde tale for sig selv mht. gaugeprincipets styrke, men, som tidligere nævnt, blev Weyls gaugeprincip ikke opfattet som et nyt fysisk princip, hvorfra man kunne opbygge nye teorier. En af de væsentligste grunde til at gaugeprincipet ikke allerede dengang blev indskrevet i fysikannalerne var, at det viste sig umuligt at anvende til beskrivelsen af de nye vekselvirkninger, som var begyndt at manifestere sig i fysikken i starten af 1930'erne. Her tænkes naturligvis på de såkaldte kernekrafter, som dækker over den svage og stærke kernekraft.³⁴ Efterhånden som man fik større viden om de nye kræfter, især deres kontrækkende natur, blev det klart, at disse kræfter ikke kunne indpasses i en teori, hvor gaugepartiklerne tilsyneladende var masseløse.³⁵ Endvidere skulle man finde en gaugesymmetri for de nye vekselvirkninger, før man kunne anvende gaugeprincipet på disse. Da sådanne symmetrier tilsyneladende ikke eksisterede for hverken de svage eller de stærke vekselvirkninger, blev gaugeprincipet i første omgang ikke til mere end en interessant måde at *udlede* QED på.

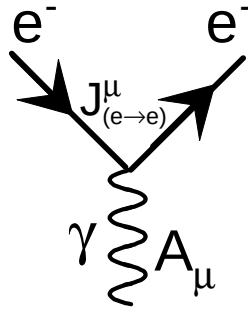
Før vi forlader QED og ser på nogle af de teorier, som fulgte i dens kølvand, vil jeg redegøre for, hvordan man egentlig foretager beregninger af fysiske størrelser i QED og andre kvantefeltteorier, da dette senere bliver relevant. Vi skal ikke til at udregne tværsnit, magnetiske momenter osv., men vi vil se på den metode, man anvender, når man skal beregne disse størrelser. Som vi skal se, er metoden nemlig en del anderledes end den, man kender fra klassisk fysik, hvor man sædvanligvis udregner eksakte løsninger til et givet problem. Dette er ikke muligt med den type kvantefeltteorier, vi har i dag, hvor alle udregninger foretages ved brug af perturbationsteori.³⁶ Det vil sige, at når man skal bestemme en størrelse, hvilket eksempelvis kunne være tværsnittet for elektron-elektron spredning i QED, starter man med at

³³Se f.eks. [Greiner, W. & Reinhardt, J. (1996)].

³⁴[Pais, A. (1986), s. 413].

³⁵[Straumann, N. (1996), s. 2].

³⁶Lige fra Diracs første opstilling af QED i 1927 og frem til i dag er alt, hvad vi ved om QED, baseret på perturbationsteori.



Figur 2.2: Basisdiagrammet, som beskriver processen $e^- \rightarrow e^- + \gamma$.

løse den simpleste situation. Før vi går videre med at se på dette, vil jeg knytte et par kommentarer til vekselvirkningsledet i QED:

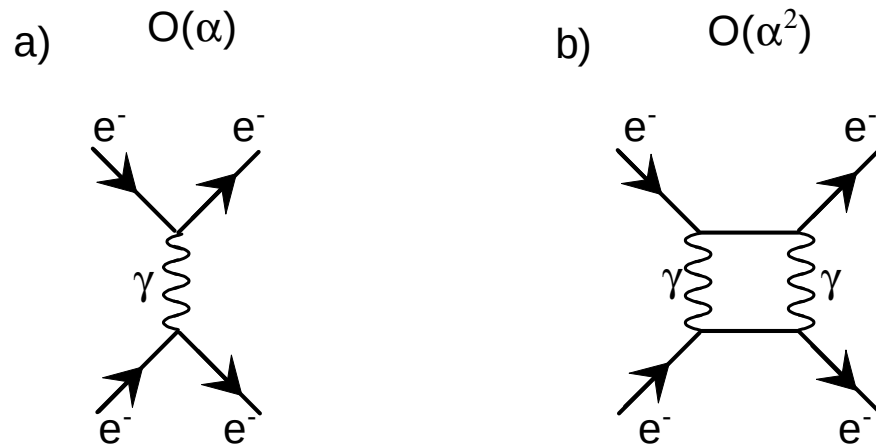
$$L_{int.} = e\bar{\psi}\gamma^\mu A_\mu\psi \quad (2.24)$$

Umiddelbart kunne det se ud, som om der kun er et begrænset antal processer, som kan beskrives ud fra dette simple vekselvirkningsled. Dette er dog ikke tilfældet - langt fra. Faktisk dækker ledet over et uendeligt antal processer, hvilket har at gøre med, at man er nødt til at anvende perturbative metoder, når man skal udføre beregninger. Lidt løst kan man sige, at vekselvirkningsledet (2.24) giver otte såkaldte basisprocesser, som kan sammensættes til alle andre tænkelige processer i QED. På figur 2.2 er vist en af de otte mulige processer.³⁷ Denne type processer (med kun et hjørne) kan ikke finde sted for en fri elektron, da energi og impuls ikke kan være bevaret, men finder sted, når elektronen er bundet i et atom. For at få processer, som kan foregå for frie elektroner, skal man sætte mindst to af disse basisprocesser sammen. Et eksempel på dette kunne netop være elektron-elektron spredningen.

Den simpleste måde, hvorpå en elektron kan spredes på en foton, er vist på figur 2.3a. Dette bidrag udregnes, og herefter kigger man på den næst simpleste måde, elektron-elektron spredning kan foregå på, hvilket er vist på figur 2.3b. Sådan fortsætter man så, i princippet i det uendelige, med at bestemme mere og mere komplicerede bidrag til det samlede tværsnit. Et spørgsmål melder sig straks: hvordan kan vi vide, at det ikke er de mest komplicerede diagrammer, som bidrager mest til det samlede tværsnit, eller tilsvarende: hvor skal vi stoppe beregningerne? I QED ved vi, at rigtigheden af perturbationsmetoden hviler på den kendsgerning, at den elektromagnetiske koblingskonstant α er lille:

$$\alpha = \frac{e^2}{\hbar c} \simeq 10^{-2} \ll 1 \quad (2.25)$$

³⁷Oftentimes bruger man de såkaldte *currents*, herefter kaldt strømme, til at beskrive vekselvirkninger. F.eks. kan man opfatte denne proces som bestående af en såkaldt strøm - i dette tilfælde en elektromagnetisk vektorstrøm $J^\mu_{(e \rightarrow e)} = \bar{\psi}\gamma^\mu\psi$, som vekselvirker med det elektromagnetiske felt A_μ , hvilket giver $L_{int.} = eJ^\mu_{(e \rightarrow e)}A_\mu$, se figur (2.2)



Figur 2.3: Første- og andenordensdiagram for elektron-elektron spredning.

Da bidragets størrelse fra en given proces er af størrelsesorden α^n , hvor n er det antal fotoner, som indgår i processen, er det umiddelbart klart, at mere komplicerede processer, som involverer flere fotoner, bidrager mindst til det samlede tværsnit.³⁸ Dette betyder altså, at for tilfældet med elektron-elektron spredning, se figur 2.3, vil den simpleste proces bidrage med en værdi, som er en faktor $\frac{\alpha}{\alpha^2} \simeq 10^2$ større end den næst simpleste proces. Dette resultat betyder, at man ved blot at udregne bidraget for den simpleste proces, se figur 2.3a, kan få et resultat, som er sammenlignelig med en empirisk funden værdi. Netop denne kendsgerning gjorde, at QED kom godt fra start og blev en umiddelbar succes. Men allerede i 1930 opdagede Robert J. Oppenheimer, at han ved beregninger af visse processer fik resultater, som var uendelige (eller divergente).³⁹ Snart blev det klart, at alle beregninger ud over de simpleste, samt beregninger ved visse specielle processer, gav uendelige resultater.⁴⁰ Dette var ingen umiddelbar katastrofe for QED, da man kunne opnå gode resultater, når blot man holdt sig til de simpleste processer og derved undgik de uendelige bidrag. Stemningen blandt den overvejende del af fysikerne var dog, at der var noget konceptuelt forkert med kvantefeltteorien, og at der i hvert fald skulle tilføjes nye elementer for at rette op på dette. Steven Weinberg har beskrevet situationen således:

Throughout the 1930s, the accepted wisdom was that quantum field theory was in fact no good, that it might be useful here and there as a stopgap, but that something radically new would have to be added in order for it to make sense.

[Weinberg, S. (1977), s. 25].

³⁸Med formelen α^n er der taget højde for, at processerne skal kunne foregå i vakuum og derfor skal være sammensat af mindst to basisprocesser.

³⁹[Weinberg, S. (1977), s. 25].

⁴⁰Det kan eksempelvis være en elektron, som emitterer en foton for herefter at absorbere den igen.

Set i lyset af dette, kan det måske virke underligt, at både Enrico Fermi og Hideki Yukawa anvendte, som vi skal se i næste afsnit, dele af kvantefeltteoriformalismen til at opbygge deres respektive teorier, når den indeholdt så åbenlyse formelle svagheder. Kigger man nærmere på, hvad der ligger bag den generelle holdning, som Weinberg beskriver, finder man et noget mere nuanceret billede. Godt nok var man i starten af 1930'erne blevet klar over, at der var visse problemer med kvantefeltteoriformalismen, men der eksisterede mindst tre synspunkter for, hvordan man skulle forholde sig til disse uendeligheder. For det første var der en gruppe af fysikere, som ikke bekymrede sig om uendelighederne. De hæftede sig ved, at man med QED havde fået en teori, som ved langt de fleste beregninger gav gode resultater, der var sammenlignelige med de eksperimentelle resultater. De mere kritiske fysikere delte sig i to grupperinger. Én gruppe, anført af Dirac (ironisk nok en af skaberne af QED) mente, at måden, hvorpå man skulle løse uendelighedsproblemerne i QED, var, at finde en ny og bedre teori. Meget sigende for dette synspunkt er Diracs udtalelse fra 1977:

I really spent my life trying to find better equations for quantum electrodynamics, and so far without succes, but I continue to work on it.

P. Dirac (1977) [Pais, A. (1986), s .388].

Det andet synspunkt var, at kendskabet til kvantefeltteoriformalismen ikke var godt nok, og at mere viden var nødvendig, før man kunne spekulere i andre alternativer. Dette synspunkt afspejledes af bl.a. Heisenberg, som i 1935 skrev til Pauli at:⁴¹

In regard to quantum electrodynamics we are still at the stage in which we were in 1922 with regard to quantum mechanics. We know that everything is wrong. But in order to find the direction in which we should depart from what prevails we must know the consequences of the prevailing formalism much better than we do.

W. Heisenberg (1935) [Pais, A. (1986), s .361].

Tager man i betragtning, at der i starten af 1930'erne var flere forskellige opfattelser af, hvor stor problemet var med de omtalte uendeligheder, og hvordan det i givet fald skulle løses, virker det ikke så mærkeligt, at den lurende krise for QED ikke spillede nogen større rolle for hverken Fermi eller Yukawas valg af formalisme.

Problemet med uendelighederne blev dog løst, og løsningen blev givet i 1947 af Sin-itiro Tomonaga, Richard Feynman, og Julian Schwinger, som uafhængigt af hinanden viste, at uendelighederne i QED forsvinder, hvis man omdefinerer et endeligt antal parametre såsom elektronens masse og ladning.⁴² I 1949 viste Freeman J. Dyson at

⁴¹Heisenberg afveg dog ved adskillige lejligheder fra denne holdning. F.eks. blev han senere en stor fortaler for S-matrix teori, som gjorde op med mange af kvantefeltteoriens begreber.

⁴²Den japanske fysiker Tomonaga udviklede allerede i 1946 sin løsning på problemerne i QED [Schweber, S.S. (1994), s. 265-272]. Alligevel er det ofte Shelter Island konferencen i 1947, hvor både Schwinger og Feynman var blandt deltagerne, som markerer overgangen til en QED uden uendeligheder. De tre fysikere delte nobelprisen i 1965 for netop at løse dette problem.

dette resultat var gældende til enhver orden i QED, og dermed fik QED status som en renormaliserbar teori, altså en teori fri for uendelige resultater.⁴³ Med renormaliseringen af QED blev det i princippet muligt at beregne fysiske størrelser i QED med en vilkårlig præcision, hvilket man gik i gang med. Allerede kort tid efter Shelter Island konferencen i 1947 var Schwinger i stand til at udregne det såkaldte anomale magnetiske moment for elektronen. Han fik et resultat, som modsat Diracs beregnede værdi fra 1928, passede perfekt med datidens eksperimentelle værdi.⁴⁴ Dette skabte i slutningen af 1940'erne enorme forventninger til kvantefeltteoriformalismen og dens anvendelsesmuligheder, men allerede i starten af 1950'erne truede mørke skyer med at ødelægge de gode udsigter. Igen har Weinberg en god beskrivelse af situationen:

For a few years after 1949, enthusiasm for quantum field theory was at a high level. Many theorists expected that it would soon lead to an understanding of all microscopic phenomena [svage og stærke vekselvirkninger], not only the dynamics of photons, electrons, and positrons. However, it was not long before there was another collapse in confidence - shares in quantum field theory tumbled on the physics bourse, and there began a second depression, which was to last for almost twenty years.

[Weinberg, S. (1977), s. 30].

Hvordan denne krise fremkom, og hvad den bestod i, vil jeg komme ind på i afsnit 2.6, der omhandler kvantefeltteoriens deroute. Først vil jeg præsentere nogle af de nye teorier, som opstod i kølvandet på QED, altså før renormaliseringen af QED. For som vi skal se, spillede de nye teorier en afgørende rolle for, at der opstod en ny krise i kvantefeltteoriprogrammet.

2.5 De nye teorier

Med QED havde man, trods de umiddelbare problemer med uendelighederne, fået en teori, hvor det var muligt (ud fra de simpleste diagrammer) at beregne visse størrelser, som gav en rimelig overensstemmelse med de eksperimentelt bestemte værdier. Denne kendsgerning har givetvis været medvirkende til, at en række teoretiske fysikere begyndte at se på muligheden for at anvende kvantefeltteoriformalismen til at beskrive de svage og stærke kernekrafter.⁴⁵ Da QED på dette tidspunkt var den eneste *fysiske* kvantefeltteori, man kendte til, var det naturligt at vende blikket mod QED og lade sig inspirere af denne. Resultaterne udeblev da heller ikke.

⁴³For yderligere information om både den historiske og mere tekniske side af renormalisering i kvantefeltteorier se en eller flere af følgende referencer: [Brown, L.M. et al. (1993)], [Weinberg, S. (1977)], [Weisskopf, F.V. (1981)] og [Pais, A. (1986), kap. 14 og kap. 16].

⁴⁴[Weinberg, S. (1977), s. 29].

⁴⁵På dette tidspunkt, dvs. i starten af 1930'erne, var der kun en ringe forståelse af kernekrafterne, og det var først senere, at man begyndte at opdele kernekrafterne i en svag og stærk kernekraft. Upåagtet dette, vil jeg i det følgende bruge termene svage og stærke vekselvirkninger.

I 1934 publicerede Enrico Fermi en artikel, hvori han beskrev en kvantefeltteori for de svage vekselvirkninger, og i 1935 udkom Hideki Yukawas artikel *On the Interaction of Elementary Particles*⁴⁶. Yukawas teori byggede, ligesom Fermis teori, på kvantefeltteoriformalismen, men beskrev udover de svage vekselvirkninger også de stærke vekselvirkninger. Kort tid efter at Yukawas teori blev alment kendt, hvilket først skete i 1937, så en af datidens mest ambitiøse teorier dagens lys.⁴⁷ Den blev fremlagt under en konference afholdt i Kazimierz (Polen) i juni 1938 af den svenske matematiker Oskar Klein. Han prøvede som den første at indføje Yukawas teori i den tidligere nævnte Kaluza-teori, og gjorde derved et forsøg på at konstruere en forenet teori for den gravitationelle, elektromagnetiske og stærke vekselvirkning. Derudover angav Klein også, hvordan hans teori på en simpel måde kunne udvides til også at omfatte de svage vekselvirkninger.

Alle de tre nævnte teorier er interessante, når man skal prøve at forstå, hvordan og hvorfor udviklingen gik hen mod en elektrosvag teori. Fermis teori er naturligvis vedkommende i og med, at det var den første rigtige teori for de svage vekselvirkninger. Yukawas teori for de svage og de stærke vekselvirkninger er interessant, da det var den første teori, som forsøgte at give et forenet billede af disse vekselvirkninger, og som vi skal se, er der aspekter i Yukawas teori, eksempelvis idéen om at massive partikler skal overføre de nukleare kræfter, der har paralleller i den elektrosvage teori. Sidst, men ikke mindst, er Kleins teori relevant, da den, retrospektivt set bygger på en struktur, der 30 år senere kom til at udgøre fundamentet til en elektrosvag teori. Her tænker jeg på det faktum, at Kleins teori, i modsætning til de to andre teorier, har mange lighedspunkter med en gauge-teori.

Da jeg mener, at netop disse tre teorier er interessante i forbindelse med en elektrosvag teori, vil jeg i det følgende give en nærmere præsentation af disse.⁴⁸

Fermis teori for de svage vekselvirkninger

Som udgangspunkt var Fermis teori et forsøg på at skabe en teori, der kunne redegøre for β -henfaldet, som historisk set var den første iagttagelse af de svage vekselvirkninger. β -henfald blev første gang observeret i slutningen af 1800-tallet (1896) af Antoine H. Becquerel, som sammen med bl.a. ægteparret Curie etablerede det eksperimentelle fundament for fænomenet radioaktivitet. Senere, da atomets struktur blev kortlagt af Sir Ernest Rutherford i 1911, blev det af Rutherford selv foreslået, at årsagen til β -henfald var, at elektronerne, som han antog svævede rundt om kernen, blev *ustabile*. I 1913 gav en ung Niels Bohr den korrekte forklaring, som var følgende: β -henfaldet foregår inde i kernen, hvilket altså betyder, at elektronen udsendes fra kernen og ikke som Rutherford troede fra elektronskyen udenom kernen.⁴⁹

⁴⁶[Yukawa, H. (1935)].

⁴⁷En af årsagerne var, at artiklen blev udgivet i et tidsskrift, som var relativt ukendt i Vesten.

⁴⁸For en historisk gennemgang af de begivenheder i perioden fra Diracs 1927-teori og frem til Fermis teori, som har haft specielt betydning for Fermi og Yukawas teorier, se [Darrigol, O. (1988), 234-263].

⁴⁹Se f.eks. [Pais, A. (1986), kap. 8 og kap. 11(b)].

I slutningen af 1920'erne, hvor energiens kvantisering var veletableret, begyndte mystikken at brede sig omkring β -henfaldet, hvilket skyldtes, at man i denne periode var nået frem til, at β -henfaldets spektrum var kontinuert.⁵⁰ Hvordan kunne de udsendte elektroners energi strække sig over et kontinuert spektrum, når atomkernen var kvantiseret? For at forklare, hvorfor elektronernes udsendelsesenergi i β -henfald var kontinuert og ikke diskret, som man umiddelbart skulle tro, introducerede man i starten af 1930'erne en række, også dengang, kontroversielle idéer. Bohr mente eksempelvis, at energien ikke var eksakt bevaret, Heisenberg mente, at rumtiden ikke var kontinuert, hvilket bl.a. førte til at teorien *ikke* var Lorentz-invariant, og endelig mente Pauli, at der sammen med elektronen blev udsendt endnu en partikel.⁵¹ Som historien har vist, var det Paulis dengang meget omdiskuterede idé, der var den korrekte.⁵² Paulis postulerede partikel, der senere fik navnet neutrino, blev eksperimentelt bekræftet i perioden 1956-1958 af Fred Reines og Clyde Cowan, altså over 25 år efter Paulis første spekulationer om dens eksistens.⁵³

Den 7. Solvay konference, afholdt i oktober 1933 i Bruxelles, markerede retrospektivt set starten på en ny æra for de svage vekselvirkninger. Op til konferencen var Pauli blevet så sikker i sin tro på eksistensen af neutrinoen - en neutral ladet næsten masseløs spin- $\frac{1}{2}$ partikel, som skulle adlyde Fermi-Dirac statistikken, at han under konferencen fremlagde et forsvar for sin idé. Fermi, der også var at finde blandt de indbudte deltagere, publicerede kort tid efter konferencen artiklen, *Versuch einer Theorie der β -Strahlen*⁵⁴, hvori han bl.a. benyttede Paulis hypotetiske neutrino til at opstille en kvantefeltteori for β -henfaldet.⁵⁵ Lad os kort skitsere, hvordan Fermi kom frem til sin teori for β -henfaldet, og hvordan den i grove træk så ud, da den blev publiceret i 1934.

Med Paulis postulerede neutrino og James Chadwicks opdagelse af neutronen i 1932 var det naturligt for Fermi at opfatte β -henfaldet som en proces, der involverede fire forskellige partikler: neutronen n , protonen p , elektronen e^- og antineutrinoen $\bar{\nu}_e$.

⁵⁰Faktisk observerede man allerede i 1914, at β -henfaldets spektrum var kontinuert, men man forklarede det ud fra, at elektronens energi var diskret. Dette viste sig senere at være en forkert forklaring, se f.eks. [Kragh, H. (1999), s. 179-180].

⁵¹[Darrigol, O. (1988), 244-245].

⁵²I dag virker det klart, at Paulis forslag om en ny partikel er det mindst radikale af de tre bud på en løsning, da den opretholder både energi-impulsbevarelse og Lorentz-invarians, men dengang var der en stærk uvilje mod at forklare nye fænomener ved at introducere nye partikler. For en gennemgang af Paulis vej til neutrinohypotesen se [Brown, L.M. (1978)].

⁵³Se [Cahn, R.N. (1991), s. 183]. Da neutrinoen blev detekteret kom den, som vi skal se i afsnit 3.5, til at spille en rolle i bestemmelsen af den rigtige struktur for de svage vekselvirkninger.

⁵⁴Fermi prøvede allerede i 1933 at få sin teori offentliggjort i tidskriftet, *Nature*, men den blev afvist. I 1934 blev den publiceret [Fermi, E. (1934)] og er senere blevet oversat til engelsk [Wilson, F.L. (1968)].

⁵⁵Når nu Pauli var så dybt involveret i den verserende diskussion om β -henfaldet, kan det virke mærkeligt, at Pauli ikke selv opstillede en kvantefeltteori for β -henfaldet. Ifølge L.M. Brown er en af forklaringerne, at Pauli var af den overbevisning, at de nuværende fysiske teorier, herunder kvantefeltteori, ikke var velegnet til at beskrive kernekræfterne [Brown, L.M. & Rechenberg, H. (1988), s. 986]. Disse overvejelser havde Fermi tilsyneladende ikke.

Dette kan symbolsk udtrykkes således:⁵⁶

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e \quad (2.26)$$

Ser vi nu på vekselvirkningsledet fra QED (se 2.24):

$$L_{int.} = e J_{(e \rightarrow e)}^\mu A_\mu$$

så vi der, at det bl.a. kunne repræsentere basisprocessen - foton emission fra en elektron, som symbolsk kan skrives:

$$e^- \rightarrow e^- + \gamma \quad (2.27)$$

Ved at sammenligne de to processer (2.26) og (2.27) fik Fermi den idé, at elektronen e^- og antineutrinoen $\bar{\nu}_e$, spillede den samme rolle i de svage vekselvirkninger, som fotonen γ gjorde i de elektromagnetiske vekselvirkninger. Lidt forenklet kan man sige, at Fermi erstattede det elektromagnetiske felt A_μ med et *svagt* felt, som senere blev kaldt for Fermi-feltet: $\phi_\mu \equiv g \bar{\psi}_e \gamma_\mu \psi_{\nu_e}$. Her er g en koblingskonstant, som angiver styrken af vektorkoblingen mellem elektronen og neutrinoen.⁵⁷ For at fuldende analogien til QED, manglede Fermi nu at konstruere en ladet strøm $J_{(n \rightarrow p)}^\mu$, der kunne transformere en neutron til proton (i QED havde vi en neutral strøm $J_{(e \rightarrow e)}^\mu$). Fermi løste dette problem ved at anvende den såkaldte *isospinformalisme*, der blev udviklet af Heisenberg to år tidligere i forbindelse med hans teori for kernekræfterne.⁵⁸ Begrebet isospin kommer vi til at høre mere om, men i denne sammenhæng er det nok at vide, at Heisenbergs isospinformalisme angav en måde, hvorpå man kunne transformere en neutron til en proton. Derved kom Fermi frem til et udtryk for matricelement for β^- -henfaldet:

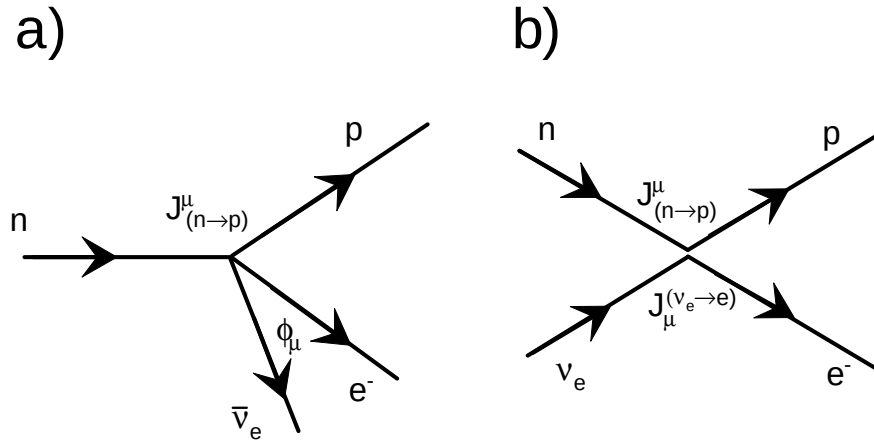
$$\begin{aligned} M &= g \cdot J_{(n \rightarrow p)}^\mu \phi_\mu \\ &= g^2 (\bar{\psi}_p \gamma^\mu \psi_n) (\bar{\psi}_e \gamma_\mu \psi_{\nu_e}) \end{aligned} \quad (2.28)$$

Her er $g^2 \equiv G_F$, den såkaldte Fermi konstant, som angiver styrken af de svage vekselvirkninger. Da den er af størrelsesorden $\simeq 10^{-5} \ll \alpha$, altså langt mindre end den elektromagnetiske koblingskonstant, skulle man umiddelbart tro, at perturbations-teori vil være velegnet i forbindelse med Fermis teori. Om dette er tilfældet, vil vi se nærmere på i afsnit 2.6. Bemærk, at protonen og neutronen ligesom elektronen og antineutrinoen er forbundet gennem en vektorkobling (på samme måde som f.eks. elektronerne i QED er forbundet ved den neutrale vektorstrøm). På figur 2.4a er vist, hvordan β^- -henfaldet opfattes i Fermis teori.

⁵⁶I det følgende vil vi begrænse os til at se på β^- -henfaldet. I Fermis oprindelige teori beskriver han også β^+ -henfaldet.

⁵⁷Der findes i alt fem mulige koblingsstrukturer, hvis man kræver, at teorien skal være Lorentz-invariant. At Fermi valgte at bruge en vektorkobling mellem elektronen og neutrinoen var oplagt i og med at QED, som Fermis teori var kraftigt inspireret af, kun indeholdt vektorkoblinger. Vi skal senere høre mere om de fire andre koblinger.

⁵⁸Se [Pais, A. (1986), s. 413-417].



Figur 2.4: a) Her ses et β^- -henfald, hvor $J_{(n \rightarrow p)}^\mu$ er en vektorstrøm, og hvor Fermi-feltet ϕ_μ består af en elektron e^- og en antineutrino ν_e . b) Her ses igen et β^- -henfald, men her vist ved to vektorstrømme $J_{(n \rightarrow p)}^\mu$ og $J_{(\nu_e \rightarrow e)}^\mu$, som vekselvirker i et punkt.

På samme måde som det elektromagnetiske felt A_μ var det fundamentale felt, hvorved de elektromagnetiske vekselvirkninger blev overført, begyndte man at spekulere på, om Fermi-feltet ϕ_μ var det fundamentale felt for kernekræfterne. Det var især Heisenberg, men også Fermi selv, som undersøgte muligheden for, at Fermi-feltet ϕ_μ kunne danne basis for en forenet teori, bestående af det, vi i dag vil kalde for de svage og de stærke vekselvirkninger.⁵⁹ Det viste sig dog hurtigt, at Fermi-feltet slet ikke var stærkt nok til at kunne redegøre for de stærke kernekræfter. Vi skal i næste afsnit se, at en af grundene til, at det ikke lykkedes hverken Fermi eller Heisenberg at beskrive de stærke vekselvirkninger var, at de ikke tog analogien til QED bogstaveligt nok.

I nutidens lærebøger ser man ofte Fermis teori beskrevet som en såkaldt strøm-strøm teori, hvor den meget direkte analogi til QED ikke er tydelig. Strøm-strøm teorien opstilles nemmest ved at se på β^- -henfaldet, skrevet på en måde, som er ækvivalent med (2.26):

$$n + \bar{\nu}_e = p + e^- \quad (2.29)$$

På denne form er det nærliggende at opfatte henfaldet som en vekselvirkning mellem to ladede vektorstrømme - en hadronstrøm $J_{(n \rightarrow p)}^\mu$ og en lepton strøm $J_{(\nu_e \rightarrow e)}^\mu$, som vekselvirker i et punkt. Dette kan skrives således (se til sammenligning 2.28):⁶⁰

$$G_F \cdot J_{(n \rightarrow p)}^\mu \cdot J_{(\nu_e \rightarrow e)}^\mu \quad (2.30)$$

På figur 2.4b er vist, hvordan man i strøm-strøm formalismen opfatter et β^- -henfald, og her fremgår det også tydeligt, at der i Fermis teori ikke er nogen pendant til fotonen i QED.

⁵⁹Se [Darrigol, O. (1988), s. 267].

⁶⁰Når vi kommer til $V - A$ teorien for de svage vekselvirkninger vil vi stifte yderligere bekendtskab med strøm-strøm teorien.

I modsætning til den måde, hvorpå Bohr og Heisenberg ville løse problemet med det kontinuerte β -spektrum, som brød med hhv. energi-impulsbevarelse og Lorentz-invarians, var Fermis teori tro mod disse principper. Derudover var størrelser som impulsmoment J og paritet P også bevaret i Fermis teori, hvilket var i overensstemmelse med datidens opfattelse. Men allerede kort tid efter at Fermi introducerede sin teori, stod det klart, at den ikke kunne redegøre for de enorme forskelle i henfaldsrater, man havde observeret for β -henfald i forskellige atomkerner (spændte over intervallet $10^{-2} - 10^{18}$ sek.). En løsning på dette problem blev foreslået af George Gamow og Edward Teller i 1936. De mente at spredningen i henfaldsraterne skyldtes, at elektroner og neutrinoer i visse processer bar noget af impulsmomentet J med sig.⁶¹ Da Fermis teori som nævnt ikke gav mulighed for ændringer i impulsmomentet, dvs. $\Delta J = 0$, var Gamow og Tellers idé at indføre såkaldte udvalgsregler, som klassificerede de forskellige β -henfald i Fermi-henfald, hvor $\Delta J = 0$ og Gamow-Teller henfald, hvor $\Delta J = 1$. Det interessante ved denne ændring af Fermis teori var, at tilstedeværelsen af Gamow-Teller overgangene indikerede, at der udover Fermis vektorkobling, som redegjorde for $\Delta J = 0$ henfaldene, måtte eksistere én eller flere andre koblinger mellem $\bar{\psi}_p$ og ψ_n for at kunne redegøre for de observerede $\Delta J = 1$ henfald. Faktisk kunne man vise, at dette helt specifikt betød, at der udover vektorkoblingerne eksisterede aksialvektorkoblinger, tensorkoblinger eller begge to.⁶² Med inddelingen i Fermi-henfald og Gamow-Teller henfald var der ingen grund til at foretage yderligere ændringer i Fermis teori, som gik en yderst rolig periode i møde. Faktisk skulle man helt frem til 1957, før det igen blev nødvendigt at foretage ændringer i Fermis teori og også denne gang var det en af Fermi-teoriens bevarelseslove, som måtte ofres. Dette vil vi komme meget mere ind på i kapitel 3.

Yukawas mesonteori for kernekræfterne

1932 var et år, hvor kernefysikken var i en rivende udvikling. Opdagelsen af neutronen og positronen var nogle af de mere skelsættende opdagelser, som blev gjort i dette år, men også forståelsen af kernekræfterne blev markant forbedret. Denne øgede eksperimentelle viden om kernestrukturen og kernekræfterne var, ifølge Yukawa selv, medvirkende til, at han i disse år arbejdede hårdt på at konstruere en fundamental teori for kernekræfterne.⁶³ Opgaven, Yukawa havde stillet sig selv, var altså at skabe en teori, der både beskrev β -henfaldet og de stærke kernekræfter. Som Fermi havde været det, da han konstruerede sin teori for β -henfaldet, var også Yukawa i sin søgen efter en teori for kernekræfterne inspireret af QED. Yukawa har senere udtrykt det meget klart, hvor vigtig en rolle *analogibegrebet* spillede for ham:

There can be no theory of creativity, I feel, that does not take analogy - which is itself one of the functions of the human intelligence - as its starting point. It is here, and nowhere else, that we must look for the

⁶¹[Gamow, G. & Teller, E. (1936)].

⁶²Se [Cahn, R.N. (1991), s. 158].

⁶³Se [Brown, L.M. (1986), s. 84].

essence of creativity.

H. Yukawa [Darrigol, O. (1988), s. 226].

Netop det faktum, at Yukawa insisterede på, at hans teori skulle konstrueres i tæt analogi med QED, skulle vise sig at føre Yukawa frem til en teori for kernekrafterne, som var markant anderledes end datidens andre teorier. Al begyndelse er svær, hvilket også Yukawa måtte sande. Frem til 1934 forsøgte han nemlig uden større succes at beskrive β -henfaldet og den stærke kernekraft ud fra en kvantemekanisk model, hvori elektronen skulle agere kraftoverfører for begge vekselvirkninger. I 1934 fik Yukawa kendskab til Fermis kvantefeltteori for β -henfaldet, som netop var blevet publiceret. Yukawas første tanke, da han læste artiklen var, at Fermi havde fundet den teori, som han selv, uden succes, havde ledt efter i snart to år.⁶⁴ Yukawa har senere sagt om sit møde med Fermis artikel:

I must have paled as I read it. Had I been beaten by Fermi for a second time?⁶⁵

H. Yukawa [Brown, L.M. (1981), s. 97].

Helt slået var Yukawa nu ikke, i og med at Fermis teori, som vi har set, var begrænset til β -henfaldet, og altså ikke gav nogen samlet beskrivelse af kernekrafterne, hvilket havde været Yukawas oprindelige mål. Yukawa prøvede nu, i stil med bl.a. Fermi og Heisenberg, at indføre Fermi-feltet ϕ_μ i en teori for de stærke vekselvirkninger, men fandt i lighed med de andre, at Fermi-feltet ϕ_μ , var alt for svagt til at kunne beskrive de stærke vekselvirkninger, som skulle holde sammen på nukleonerne.⁶⁶ Modsat hans kollegaer i Vesten, som ændrede på Lagrange-funktionen i Fermis teori i et forsøg på at gøre Fermi-feltet ϕ_μ egnet til at beskrive de stærke vekselvirkninger, valgte Yukawa helt at forkaste idéen om, at Fermi-feltet ϕ_μ kunne bruges i forbindelse med de stærke vekselvirkninger. Yukawa vendte i stedet for tilbage til sit oprindelige udgangspunkt, som var, at de stærke vekselvirkninger i stil med QED skulle *bæres* af én partikel, og ikke et partikelpar, som tilfældet var med Fermi-feltet.

Hvor Yukawa før, uden held, havde forsøgt at anvende elektronen som bærer af den stærke kernekraft, var han nu klar til at indføre en helt ny partikel, som skulle redegøre for de stærke vekselvirkninger. Yukawa har selv udtrykt det således:

Let me not look for the quantum of the nuclear force field among the known particles - including the new neutrino. If I pursue the characteristics of the nuclear force field, then the nature of the quantum of that

⁶⁴Da Yukawa var japaner og på dette tidspunkt bosat i Japan, havde han kun ringe mulighed for at følge med i de nye idéer, som på dette tidspunkt opstod i Vesten. Specielt fik Yukawa først kendskab til Paulis neutrinohypotese på et relativt sent tidspunkt, i august 1934. Som vi har set, var neutrinoen helt essentiel i Fermis teori, og Yukawas manglende kendskab til netop denne idé har uden tvivl spillet en rolle.

⁶⁵Allerede i 1929-30 studerede Yukawa den såkaldte hyperfinstruktur i kernerne, men publicerede aldrig sine resultater, fordi Fermi kom ham i forkøbet [Darrigol, O. (1988), s. 274].

⁶⁶[Darrigol, O. (1988), s. 267].

field must also become apparent. Thinking in this manner, I was almost there.

H. Yukawa [Brown, L.M. (1981), s. 97].

Det har uden tvivl spillet en rolle for Yukawa, at Pauli kort tid forinden postulerede eksistensen af en ny fundamental partikel - neutrinoen. Med neutrinoen og dens vigtige betydning i Fermis teori, var der retrospektivt set startet en trend i fysikken, hvor man for at forklare nye fænomener indførte nye partikler. Dermed ikke sagt, at det ikke var en kontroversiel idé, Yukawa havde fået ved at introducere en ny partikel, men bare at Pauli havde vist, at det kunne lade sig gøre. Uden at gå for meget i detaljer vil jeg skitsere de væsentlige punkter i Yukawas mesonteori.⁶⁷

Udgangspunktet i Yukawas teori var som nævnt, at en hidtil uset massiv ladet partikel, kaldet Yukawa-mesonen eller U -partiklen, var ansvarlig for de stærke vekselvirkninger.⁶⁸ At partiklerne skulle være massive, var nødvendigt for, at de kunne redegøre for de stærke vekselvirkningers kontrækkende natur. Men Yukawa gik skridtet videre og indså, at partiklernes masse måtte være omvendt proportional med deres rækkevidde.⁶⁹ På denne måde var han i stand til at estimere massen af de nye partikler til at være $\simeq 200 m_e$. Ved at postulere at U -partiklerne også var i stand til at frembringe f.eks. overgangen: $\nu_e \rightarrow e^-$, havde Yukawa på en meget direkte måde fået indføjet β -henfaldet i sin teori. For at kunne redegøre for den store forskel i styrken på de stærke og svage vekselvirkninger, indførte Yukawa en koblingskonstant for hver af kræfterne: G_{strong} og G_{weak} . Hermed var Yukawa nået frem til en teori, som i udformning og indhold på mange måder var mere lig det billede vi i dag har af kernekræfterne end det, som vi har set beskrevet i Fermis teori. På figur 2.5a og b ses, hvordan hhv. den stærke vekselvirkning og den svage vekselvirkning tænkes overført i Yukawas mesonteori. Yukawas teori forblev i det store hele ukendt i de første to år af dens levetid, dvs. frem til 1937, hvor Carl D. Anderson og Seth N. Neddermeyers, i den kosmiske stråling observerede en partikel med en masse, som passede med Yukawas postulerede meson. Herefter blev Yukawas teori, forståeligt nok, genstand for en intens opmærksomhed, hvilket medførte, at mesonteorier for kernekræfterne i de følgende år blev yderst populære.⁷⁰

I sidste ende viste det sig, som bekendt, at Yukawas mesonteori var forkert på en række centrale punkter.⁷¹ Dette er sådan set ikke overraskende, når man husker på, at Yukawas teori var et forsøg på at forene den svage og stærke vekselvirkning, og

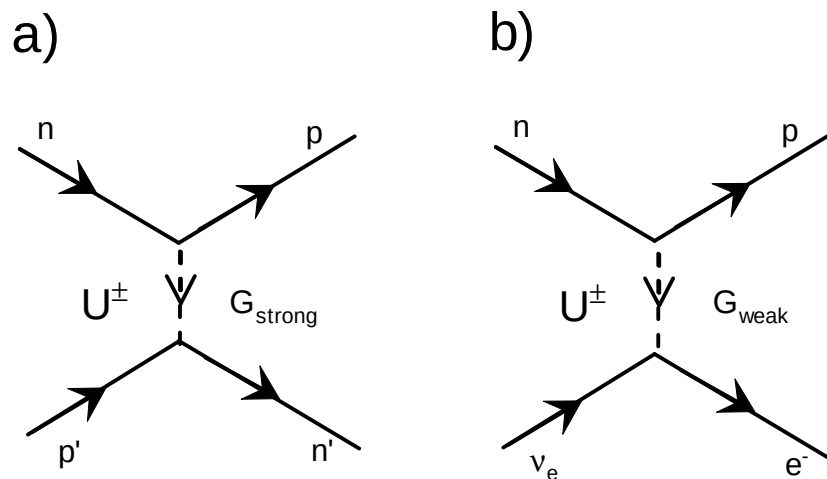
⁶⁷En mere detaljeret gennemgang kan findes i [Darrigol, O. (1988), s. 282-288]

⁶⁸Da Yukawas teori er en kvantefeltteori, hænger eksistensen af Yukawa-mesonen sammen med eksistensen af et felt, som kaldes U -feltet. Ladningsforskellen mellem neutronen og protonen angiver, at den nye partikel er ladet.

⁶⁹[Brown, L.M. (1981), s. 98].

⁷⁰Senere viste det sig dog, at Anderson og Neddermeyers partikel slet ikke var Yukawa-mesonen, men i stedet for elektronens tvilling - myonen. Om modtagelsen af Yukawas teori, se f.eks. [Kragh, H. (1999), s. 201-202] eller [Brown, L.M. (1986), ref. 22.].

⁷¹Først og fremmest viste det sig, at Yukawa-mesonen ikke var den partikel, som var *kvantet* for den stærke vekselvirkning.



Figur 2.5: a) Den stærke Yukawa kobling, som beskriver den stærke vekselvirkning mellem nukleonerne. b) Den svage Yukawa kobling, som beskriver den svage vekselvirkning i β -henfaldet.

at dette foregik i en tid, hvor man først lige var begyndt at forstå de mest simple strukturer i atomkernen, samt at kernekræfternes egenskaber kun var sporadisk kortlagt. Men selv om Yukawas teori viste sig at være forkert, indeholdt teorien idéer, som skulle vise sig holdbare langt ud over Yukawa-teorien. Lad mig runde Yukawas mesonteori af med at opsummere de elementer i teorien, som er specielt interessante i forbindelse med den elektrosvage teori:

- At nye massive partikler kunne være ansvarlige for kernekræfterne.
- Idéen om, at man kunne forene to fundamentale vekselvirkninger.

Ud over dette kom Yukawas teori også til at fungere som inspiration for senere teorier, hvoraf vi i næste afsnit skal se på én, nemlig Oskar Kleins teori, som gik et skridt videre end Yukawas mesonteori.

Kleins teori for de fundamentale vekselvirkninger

I 1938 præsenterede Oskar Klein sin teori ved konferencen *New Theories in Physics*, som blev afholdt i Kazimierz (Polen). Dette skete under et indlæg med titlen *On the Theory of Charged Fields*⁷². Kleins teori var intet mindre end et forsøg på at beskrive alle de fire kendte kræfter: gravitationen, den elektromagnetiske samt de to kernekræfter. Det ambitiøse projekt tog udgangspunkt i Kaluza-teorien, udviklet i midten af 1920'erne, der som tidligere nævnt, var et forsøg på at beskrive den

⁷²Indlægget blev i 1939 udgivet i den tilhørende konferencerapport [Klein, O. (1939)]. Artiklen er bl.a. genudgivet i [O'Raiheartaigh, L. (1997), kap. 6], hvor den også er gennemgået.

elektromagnetiske vekselvirkning og gravitationen. Inspireret af Yukawas beskrivelse af kernekræfterne forsøgte Klein at inkorporere disse nye idéer i en modificeret udgave af Kaluzas teori.⁷³ Selv om Kleins teori set i bakspejlet byggede på en række forkerte antagelser, indeholdt teorien så mange elementer, som senere skulle vise sig at danne grundlag for den elektrosvage teori, at man i dag må forbløffes. Uden at komme nærmere ind på de mere tekniske sider af Kleins teori, vil jeg se på tre væsentlige begreber i hans teori, som, på den ene eller anden måde, har vist sig relevant i forhold til udviklingen af den elektrosvage teori:

- 1.) En $SU(2)$ gaugestruktur.
- 2.) En forestilling om en slags Higgs-mekanisme.
- 3.) En $SU(2) \times U(1)$ gaugestruktur.

1.): Fra Yukawas teori, fremsat to år tidligere, havde Klein set, hvordan de såkaldte Yukawa-mesoner muligvis kunne redegøre for de stærke vekselvirkninger. På tidspunktet, hvor Klein fremsatte sin teori, vidste man, at Yukawa-mesonerne måtte være massive og ladede, men det var uklart, om der var tale om skalar- eller vektorpartikler. Klein antog i sin teori, at Yukawa-mesonerne, ligesom fotonerne, var vektorpartikler. På bl.a. denne antagelse byggede han en teori op, hvor de tre vektorpartikler: fotonen γ og de to massive vektormesoner B_μ^+ og B_μ^- , skulle redegøre for de elektromagnetiske og de stærke vekselvirkninger. Teorien, som derved fremkom, viste sig at have en struktur, som retrospektivt set var den samme, som den man finder i en $SU(2)$ gauge-teori.⁷⁴

2.): Efter at Klein således havde konstrueret formen af vekselvirkningerne fortsatte han med at se på masserne af vektorpartiklerne. Som udgangspunkt var alle tre vektorpartikler masseløse, hvilket var problematisk, da man vidste, at det kun var fotonen, som var masseløs, mens Yukawa-mesonerne måtte være massive. Klein løste dette problem på en meget direkte måde. Han indsatte simpelthen ad hoc masseled i Lagrange-funktionen for hhv. B_μ^+ og B_μ^- felterne, hvilket gjorde Yukawa-mesonerne massive, imens at fotonerne forblev masseløse. Ved at indsætte disse masseled brød Klein teoriens $SU(2)$ gaugesymmetri, hvilket for Klein var underordnet i og med, at han kun krævede, at teorien skulle være $U(1)$ gaugeinvariant. Klein var dog opmærksom på, at måden, hvorpå masserne blev indført, var tilfældig, hvilket fik ham til at foreslå, at man måske senere ville finde en mere naturlig måde at gøre partiklerne massive på:

⁷³Se [O’Raifeartaigh, L. (1997), s. 147-148].

⁷⁴Som vi har set indeholder en $SU(2)$ gauge-teori netop tre forskellige vektorpartikler (de såkaldte gaugebosoner). Dette forklarer naturligvis ikke, hvorfor Klein, retrospektivt set, kom frem til strukturen i en $SU(2)$ gauge-teori, men blot at det var essentielt, at Yukawa-partiklerne var vektorpartikler. For en kort teknisk gennemgang af, hvorfor Klein kom frem til en $SU(2)$ struktur, se [O’Raifeartaigh, L. (1997), s. 147-151].

As to the rest mass of the new particle, which does not appear in the ordinary field equations, it might be introduced by the addition of a term to the Lagrangian without disturbing the invariance. But it is not impossible that a further development of the theory will make this somewhat arbitrary addition superfluous, the mass appearing as some sort of self energy determined by the other lengths entering in the theory.

O. Klein (1938) [O’Raifeartaigh, L. (1997), s. 154].

Som vi senere skal se, kan Higgs-mekanismen, som spiller en helt central rolle i den elektrosvage teori, opfattes på denne måde.

3.): Da Klein ved den omtalte konference havde fremlagt sin teori, blev der efterfølgende kun stillet ét spørgsmål. Det var Christian Møller, der ville vide, hvordan Kleins teori forholdt sig til de nyeste eksperimenter, som pegede i retning af, at de stærke vekselvirkninger var ladningsuafhængige, hvilket ville kræve en neutral massiv vektormeson B_μ^0 . Efterfølgende viste Klein, hvorledes en neutral vektorboson kunne indpasses i teorien, således at den nu indeholdt fire vektorbosoner. Klein havde gjort, hvad vi i dag vil beskrive som en udvidelse af gaugestrukturen; fra at være $SU(2)$ blev den nu $SU(2) \times U(1)$. Hermed var Klein nået frem til den gaugestruktur, der tredive år senere skulle danne basis for den elektrosvage teori.

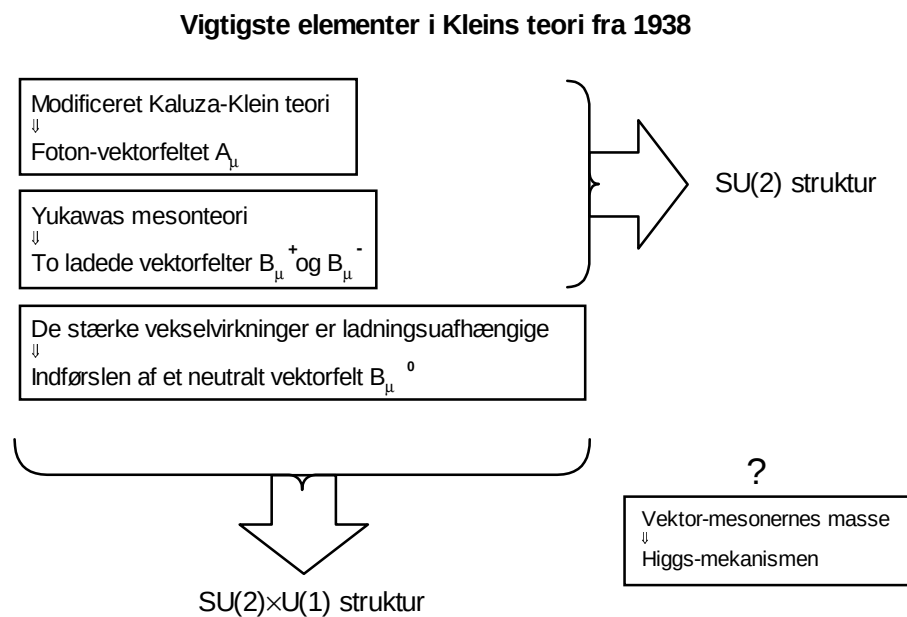
Som nævnt var Kleins teori også en teori for de svage vekselvirkninger. Måden han fik indføjet de svage vekselvirkninger på, var igen inspireret af Yukawas mesonteori. Han forestillede sig ligesom Yukawa, at vektorbosonerne udover at koble sig til eksempelvis et proton-neutron par også kunne koble sig til et neutrino-elektron par.

...the Lagrangian L^0 may belong either to the pair proton-neutron or to the pair neutrino-electron.....the complete Lagrangian will imply an interaction of heavy and light spinor particles not only through the intermediate of the electromagnetic field but also through the B -field, an interaction which will entail the occurrence of β -processes.

O. Klein (1938) [O’Raifeartaigh, L. (1997), s. 163].

Med denne antagelse havde Klein retrospektivt set beskrevet de elektromagnetiske og svage vekselvirkninger ved en $SU(2)$ gaugestruktur. Klein selv nævnte ikke noget om neutrale svage strømme, men hvis vi tager måden, hvorpå han indførte de svage vekselvirkninger, bogstaveligt, får vi svage neutrale strømme pga. B_μ^0 ’s kobling til neutrino-elektron parret. Så med indførslen af de svage vekselvirkninger genfinder man i Kleins teori ikke blot den rette gaugestruktur $SU(2) \times U(1)$, men den kædes også sammen med de rette vekselvirkninger: de svage og de elektromagnetiske. På figur 2.6 er vist, hvorledes de forskellige gaugestrukturer opstod i Kleins teori.

Når vi nu har set, at Kleins teori indeholdt en række idéer og begreber, som senere viste sig at være yderst relevante i forbindelse med en elektrosvag teori, kunne det



Figur 2.6: Her ses et diagram, der viser, hvordan Klein i grove træk kom frem til hhv. $SU(2)$ strukturen og $SU(2) \times U(1)$ strukturen.

være interessant at se hvordan Kleins teori blev modtaget. Under selve konferencen, hvor flere prominente fysikere var tilstede, vidner det faktum, at kun Christian Møller fandt anledning til at kommentere Kleins teori, om, at interessen ikke var overvældende. Efterfølgende forsvandt Kleins teori på det nærmeste ud af fysikken, og det er først i de senere år, at opmærksomheden har rettet sig mod Kleins teori. Årsagen til at teorien har levet en så anonym tilværelse, skal dels findes i udbruddet af anden verdenskrig kort tid efter konferencen og dels i det faktum, at Kleins teori aldrig blev offentliggjort i et almindeligt tidsskrift. Dette bevirkede, at da anden verdenskrig var slut, og fysikerne igen vendte tilbage til normale tilstande, var Kleins teori glemmt.

2.6 Kvantefeltteoriens deroute

I slutningen af 1930'erne stod man altså med en kvantefeltteori for de svage vekselvirkninger (Fermis teori), samt en for de stærke vekselvirkninger (Yukawas teori), der begge på dette tidspunkt virkede lovende. Som vi har set, havde man i starten af 1930'erne opdaget, at kvantefeltteoriernes ophav - QED, var plaget af uendeligheder. Spørgsmålet var nu, hvordan de nye teorier havde det med disse uendeligheder?

I Yukawas teori for de stærke kernekrafter var problemet ikke, at der optrådte uendeligheder, men derimod at perturbationsteoriformalismen slet ikke kunne anvendes på kvantefeltteorier, som beskrev de stærke vekselvirkninger. Årsagen var koblingskon-

stanten α_{strong} , der som minimum måtte være større end 1, hvilket resulterede i den uacceptable situation, at f.eks. fjerdeordensdiagrammerne bidrog mere til tværsnittet end tredieordensdiagrammerne og så fremdeles. Anderledes var det i Fermis teori, hvor koblingskonstanten $G_F \simeq 10^{-5}$ var meget mindre end 1, hvilket gjorde perturbationsteori særdeles velegnet. Problemet var her, ligesom i QED, at alle diagrammerne udover de simpleste, dvs. førsteordensdiagrammerne, var håbløst divergente.⁷⁵

Til trods for, at Fermis teori var plaget af de samme problemer, der gjorde QED problematisk, samt at Yukawas teori gjorde brugen af perturbationsteori meningsløs, var mistilliden mod kvantefeltteoriformalismen endnu begrænset. Behovet for at få løst problemet med uendelighederne blev naturligvis endnu mere presserende nu, hvor kvantefeltteoriformalismen havde bredt sig til de andre vekselvirkninger. Der var dog flere fysikere (f.eks. Heisenberg), som begyndte at lede efter en ny formalisme, hvor disse problemer kunne undgås.

Som tidligere nævnt viste Feynman, Schwinger og Tomonaga i 1947, samt Dyson i 1949, at man til en vilkårlig høj orden kunne fjerne alle uendelighederne i QED ved blot at omdefinere (renormalisere) et endeligt antal parametre. Dermed blev QED som den første kvantefeltteori tildelt prædikatet renormaliserbar. Laurie M. Brown har siden hen karakteriseret renormaliserbar QED som et paradigme, der fungerede som selektionskriterium for alle fundamentale teorier.

Theories that were unrenormalizable were rejected as candidates for fundamental theories, although they might provide acceptable and useful phenomenology.

L.M. Brown (1993) [Brown, L.M. et al. (1993), s. 20].

Påvisningen af, at QED kunne gøres renormaliserbar, skabte forståeligt nok et begrundet håb om, at det kun var et spørgsmål om tid, før man kunne *redde* de andre kvantefeltteorier fra at drukne i uendeligheder. Med renormaliseringsskemaet i hånden gik man systematisk i gang med at undersøge, om kvantefeltteorierne for de stærke og de svage vekselvirkninger var renormaliserbare. Resultatet var nedslående: de stærke vekselvirkninger var stadig helt uden for perturbationsteoriens rækkevidde, hvilket gjorde spørgsmålet om renormalisering meningsløst, og i Fermis teori for de svage vekselvirkninger viste det sig, at uendelighederne var langt alvorligere end dem, man havde set i QED, hvilket betød at renormaliseringsskemaet fra QED var ubrugeligt.⁷⁶ Derudover kunne man teoretisk vise, at førsteordensdiagrammerne i Fermis teori brød med den såkaldte unitaritetsgrænse, hvilket i praksis betød, at sandsynligheden for en given proces ville være > 1 . Selv om dette brud først fandt sted ved meget høje energier (~ 300 GeV), blev det af mange opfattet som endnu

⁷⁵Dette ændrede dog ikke ved, at man i Fermis teori havde en god fæ nomenologisk teori, som producerede resultater i rimelig overensstemmelse med de eksperimentelle.

⁷⁶Hvor man i QED kunne absorbere uendelighederne i et endeligt antal parametre, viste det sig, at man i Fermi-teorien skulle omdefinere et uendeligt antal parametre for at absorbere uendelighederne.

et tegn på, at kvantefeltteoriformalismen var fundamentalt forkert. Med disse omstændigheder taget i betragtning følte mange fysikere, på trods af de uomtvistlige succeser renormaliserbar QED havde opnået, at tiden var inde til at se sig om efter en helt ny type teorier, som ikke krævede et renormaliseringsskema.⁷⁷

Kendsgerningerne var altså, at man i starten af 1950'erne havde vist, at QED var renormaliserbar, men at resultatet ikke kunne bruges i forbindelse med kvantefeltteorierne for de svage og de stærke vekselvirkninger. Denne erkendelse var stærkt medvirkende årsag til, at det, som Weinberg kalder for den *anden depressionsperiode* i kvantefeltteoriformalismen, indtraf (den første depression indtraf i perioden før man fik vist, at QED var renormaliserbar). En depression, som skulle vise sig at vare i næsten 20 år - dvs. helt frem til i starten af 1970'erne, hvor det blev vist, at den elektrosvage teori var renormaliserbar. Det var i denne stemning af mistillid mod hele kvantefeltteoriformalismen, at flere af de væsentligste skridt hen mod en elektrosvag teori blev taget. Denne kendsgerning er nyttig at have in mente, når vi i den resterende del af specialet skal afdække den videre udvikling hen mod den elektrosvage teori. På trods af den øgede mistillid til kvantefeltteoriprogrammet op igennem 1950'erne var det alligevel i midten af dette årti, at der blev udgivet en artikel, der med afsæt i kvantefeltteoriformalismen beskrev en $SU(2)$ gaugeteori for de stærke vekselvirkninger.

2.7 Yang-Mills teori

Paradoksalt nok var den periode i fysikken, vi i dag vil kalde for starten på den moderne gaugeteori, i modsætning til Weyls gaugeteori faktisk den periode, hvor mistilliden til kvantefeltteoriformalismen var blevet så massiv, at andre formalismer begyndte at tiltrække sig opmærksomhed. Mere præcist sætter man sædvanligvis overgangen til den moderne gaugeteori til at være ved Chen N. Yang og Robert L. Mills artikel: *Conservation of Isotopic Spin and Isotopic Gauge Invariance*⁷⁸, udgivet i april 1954.

Før vi går videre med Yang og Mills artikel, skal det nævnes, at flere andre personer var fremme med lignende teorier omkring det tidspunkt, hvor Yang og Mills publicerede deres artikel - deres prioritet er dog hævet over enhver tvivl. Faktisk beskrev Pauli allerede i 1953 i to breve til Abraham Pais en teori, der havde samme struktur som Yang og Mills' teori, men Pauli publicerede aldrig disse idéer. Derudover arbejdede Ronald Shaw (1954-55) og Ryouu Utiyamas (1954-55), uafhængigt af Yang og Mills og af hinanden, på teorier, der i store træk var identiske med Yang og Mills' teori.⁷⁹ I det følgende vil jeg tage udgangspunkt i Yang og Mills' artikel

⁷⁷Kombinationen af, at det ikke lykkedes at renormalisere kernekræfterne, og at der generelt var en stor mangel på forståelse af renormaliseringsskemaet bevirkede, at flere fysikere var dybt skeptiske over for hele renormaliseringsidéen, se f.eks. [Hoddeson, L. et al. (ed.) (1997), s. 200-206].

⁷⁸[Yang, C.N. & Mills, R.L. (1954b)]. De udgav faktisk to artikler i forbindelse med deres teori. Den anden artikel er [Yang, C.N. & Mills, R.L. (1954a)].

⁷⁹I [O'RaiFeartaigh, L. (1997), kap. 9] kan man finde uddrag af Shaws ph.d.-opgave, og i

og ikke komme nærmere ind på de to andre bidrag. Dog skal det nævnes, at Shaw udarbejdede sin teori, mens han var ph.d.-studerende hos Salam, hvilket betød, at Salam havde et indgående kendskab til teorier af Yang-Mills typen. Dette kom senere til at spille en rolle for Salam, hvilket vi skal se på i afsnit 3.8, hvor vi bl.a. skal følge Salams vej til den elektrosvage teori.

Yang og Mills tog udgangspunkt i begrebet isospin, udviklet af Heisenberg i forbindelse med hans teori for kernekrafterne fra 1932 og senere videreudviklet af Eugene Wigner i 1937.⁸⁰ Kort sagt kan man sige, at isospin anvendes til at beskrive en symmetri mellem partikler. I Heisenbergs tilfælde var det opdagelsen af, at protonen og neutronen havde næsten identisk masse, som fik ham til at foreslå, at de med hensyn til de stærke vekselvirkninger var fuldstændigt ens. Dvs. at enhver linearkombination af en neutron og en proton ville være ækvivalent med bølgefunktionen for en enkelt neutron eller en enkelt proton. Denne symmetri mellem neutronen og protonen under de stærke vekselvirkninger kan matematisk udtrykkes ved, at teorien er invariant under de to transformationer:⁸¹

$$\psi_p \rightarrow \psi'_p = \alpha\psi_p + \beta\psi_n \quad (2.31)$$

$$\psi_n \rightarrow \psi'_n = \gamma\psi_p + \delta\psi_n \quad (2.32)$$

De to transformationer kan skrives i den mere kompakte notation:

$$\begin{pmatrix} \psi_p \\ \psi_n \end{pmatrix} \rightarrow \begin{pmatrix} \psi_p \\ \psi_n \end{pmatrix}' = \mathbf{U} \begin{pmatrix} \psi_p \\ \psi_n \end{pmatrix} \quad (2.33)$$

hvor $\mathbf{U}$ er en kompleks 2×2 matrix. Man kan vise, at $\mathbf{U} = e^{(i\vec{\alpha} \cdot \vec{\tau}/2)}$, hvor $\vec{\alpha} = (\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3)$ er tre fasekonstanter, og $\vec{\tau} = (\tau_1, \tau_2, \tau_3)$ er de tre såkaldte Pauli-matricer. Vi får altså følgende:

$$\begin{pmatrix} \psi_p \\ \psi_n \end{pmatrix} \rightarrow e^{i\vec{\alpha} \cdot \vec{\tau}/2} \begin{pmatrix} \psi_p \\ \psi_n \end{pmatrix} \quad (2.34)$$

Denne transformation er en global $SU(2)$ transformation, da $\vec{\alpha}$ her ikke afhænger af x_μ . Invariansen under denne globale $SU(2)$ transformation kan vises at føre til, at det totale isospin er bevaret i de stærke nukleon-nukleon vekselvirkninger, hvilket blot betyder, at antallet af nukleoner er bevaret i de stærke vekselvirkninger. Det var med udgangspunkt i denne globale $SU(2)$ transformation, at bl.a. Heisenbergs teori for kernekrafterne var opbygget. Over tyve år senere brugte Yang og Mills (først og fremmest Yang) netop isospin som udgangspunkt i en ny type teori for de stærke vekselvirkninger. Det nye var, at Yang og Mills ikke mente, at de globale $SU(2)$ transformationer kunne forenes med felternes lokale karakter.

[O’Raifeartaigh, L. (1997), kap. 10] kan man finde Utiyams artikel.

⁸⁰Se [Pais, A. (1986), s. 423-425].

⁸¹Se f.eks. [Aitchison, I.J.R. & Hey, A.J.G. (1989), s. 253].

It seems that this [global $SU(2)$ transformation] is not consistent with the localized field concept that underlies the usual physical theories.

[Yang, C.N. & Mills, R.L. (1954b), s. 192].

Dette fik Yang og Mills til at undersøge den teori, der fremkom, hvis de krævede, at Lagrange-funktionen, som beskrev nukleonernes stærke vekselvirkning, skulle være invariant under lokale $SU(2)$ transformationer, altså en $SU(2)$ gaugetransformation, udført på iso-spinoren. I praksis svarer det til, at fasekonstanterne $\vec{\alpha}$ gøres afhængig af rumtiden x_μ , dvs. $\vec{\alpha} \equiv \vec{\alpha}(x_\mu)$, hvorved man får:

$$\begin{pmatrix} \psi_p \\ \psi_n \end{pmatrix} \rightarrow e^{i\vec{\alpha}(x_\mu) \cdot \vec{\tau}/2} \begin{pmatrix} \psi_p \\ \psi_n \end{pmatrix} \quad (2.35)$$

Udfordringen var nu at modificere den oprindelige Lagrange-funktion, som beskrev frie nukleoner, på en måde så den var invariant under gaugetransformationer (2.35). I afsnit 2.4 så vi, hvordan, man i QED kunne konstruere en gaugeinvariant Lagrange-funktion, og samme metode kan bruges her, hvilket Yang og Mills da også gjorde:

In an entirely similar manner [som i QED] we introduce a B field in the case of the isotopic gauge transformation to counteract the dependence of S on x, y, z and t . [S svarer til det vi kalder $\mathbf{U} = e^{i\vec{\alpha}(x_\mu) \cdot \vec{\tau}/2}$]

[Yang, C.N. & Mills, R.L. (1954b), s. 192].

I analogi med QED (se (2.15)) definerede de en ny differentialoperator:

$$D_\mu^{SU(2)} \equiv (\partial_\mu - i\varepsilon B_\mu) \equiv \left(\partial_\mu - 2i\varepsilon \vec{b}_\mu \cdot \vec{T} \right) \quad (2.36)$$

hvor vi har indført de tre vektorfelter $\vec{b}_\mu = (b_\mu^1, b_\mu^2, b_\mu^3)$, som er de tre gaugefelter, der indgår i teorien. De tre felter transformeres nu på en passende måde således, at:

$$D_\mu^{SU(2)} \begin{pmatrix} \psi_p \\ \psi_n \end{pmatrix} \quad (2.37)$$

transformerer kovariant (sammenlign med (2.19) i QED). Jeg vil ikke komme nærmere ind på disse mere tekniske aspekter af teorien, men i stedet for henvise til selve artiklen eller [Aitchison, I.J.R. & Hey, A.J.G. (1989), kap. 8.3], hvor de relevante udregninger kan findes.⁸² Lagrange-funktionen som Yang og Mills kom frem til var på formen:⁸³

$$L_{Y-M} = L_0 + L_{kin.} + L_{int.} = \bar{\psi} (i\gamma^\mu \partial_\mu - m) \psi - \frac{1}{4} \vec{f}_{\mu\nu} \cdot \vec{f}^{\mu\nu} + \varepsilon \bar{\psi} \gamma^\mu \vec{\tau} \cdot \vec{b}_\mu \psi \quad (2.38)$$

⁸²Yang havde ingen problemer med at bestemme, hvordan felterne B_μ skulle transformere, men han kunne ikke konstruere det gaugeinvariante led, som skulle repræsentere det kinetiske energiled for B_μ (i QED er det ledet $L_{e.m}$ i formel (2.21)). I slutningen af 1953 lykkedes det endeligt at bestemme det kinetiske energiled.

⁸³Dette er en lettere omskrivning af formel (11) i [Yang, C.N. & Mills, R.L. (1954b)].

Her betegner ψ en to-komponent bølgefunktion, kaldet iso-spinoren, bestående af ψ_p og ψ_n . Sammenligner man med den tilsvarende gaugeinvariante Lagrange-funktion fra QED (se (2.21)) er analogien til QED tydelig at se. Men netop det, at teorien ligesom QED var en gauge-teori, dvs. Lagrange-funktionen skulle være gaugeinvariant, var også det, der førte til teoriens største svaghed. På samme måde som vi så, at fotonen skulle være masseløs i QED på grund af kravet om $U(1)$ gaugeinvarians, får man her, at de tre gaugebosoner hørende til vektorfelterne $(b_\mu^1, b_\mu^2, b_\mu^3)$ ligeledes bliver masseløse på grund af kravet om $SU(2)$ gaugeinvarians. Denne kendsgerning gjorde, at teorien mistede al forbindelse til den fysiske verden, i og med at de stærke vekselvirkninger, som var kortrækkende, umuligt kunne beskrives ved masseløse gaugebosoner. Reaktionen på teorien blev da også derefter. Pauli var blandt dem, der udtrykte sin kritik af Yang-Mills teoriens masseløse gaugebosoner skarpest. Under et seminar afholdt på Princeton i februar 1954, hvor Yang skulle præsentere teorien, kom Paulis frustrationer over de manglende masser til udtryk:

Soon after my seminar began, when I had written on the blackboard,

$$(\partial_\mu - ieB_\mu)\psi,$$

Pauli asked, "What is the mass of this field B_μ ?" I said we did not know. Then I resumed my presentation but soon Pauli asked the same question again. I said something to the effect that it was a very complicated problem, we had worked on it and had come to no definite conclusions. I still remember his repartee: "That is not sufficient excuse". I was so taken aback that I decided, after a few moments' hesitation, to sit down. There was general embarrassment. Finally Oppenheimer said, "We should let Frank proceed". I then resumed and Pauli did not ask any more questions during the seminar.

C.N. Yang [O'Raiheartaigh, L. (1997), s. 183].

Problemet med den ikke-eksisterende masse for gaugebosonerne kunne løses på en meget direkte måde, som også Klein tyede til i sin teori fra 1938. Masseledene for gaugepartiklerne blev simpelthen indsat ad hoc i Lagrange-funktionen, hvilket dog havde den store ulempe, at den gaugesymmetri, der var teoriens udgangspunkt blev ødelagt. Det var især mere fænomenologisk orienterede fysikere (heriblandt Yukawa), som fandt denne metode acceptabel. Andre, heriblandt Yang selv, mente, at kendskabet til kvantefeltteorier og gauge-teorier ikke var stort nok, og at masseproblemet muligvis ville blive løst, når man fik en større viden om denne type teorier.

Ud over problemet med de masseløse gaugepartikler var der, fristes man til at sige, selvfølgelig spørgsmålet om, hvorvidt teorien var fri for uendeligheder, altså om den var renormaliserbar. Dette spørgsmål kunne ikke umiddelbart besvares, men Yang og Mills formodede, at teorien var renormaliserbar, så længe at gaugebosonernes masse var nul. Der var dog bred enighed om, at ad hoc indsatte masser ville gøre teorien ikke-renormaliserbar, hvilket gjorde denne metode endnu mere suspekt. Faktum var,

at man stod med en teori, som var umulig at anvende på den fysiske verden, med mindre man ad hoc indsatte massen for gaugebosonerne og dermed højst sandsynligt gjorde teorien ikke-renormaliserbar. Denne omstændighed taget i betragtning, samt den kendsgerning, at kun få troede på, at kvantefeltteoriformalismen var det rette udgangspunkt for en fundamental teori (beskrevet i afsnit 2.6), var det ikke overraskende, at teorien ikke skabte den store opmærksomhed.

I dag ved vi, at den rette anvendelse af Yang-Mills teori er på de svage vekselvirkninger og ikke på de stærke vekselvirkninger, som Yang og Mills troede. Hermed også sagt, at problemet vedrørende de masseløse gaugebosoner med tiden skulle blive løst - dette skete dog først i 1964. Men hvorfor prøvede man ikke allerede dengang at anvende Yang-Mills teori på de svage vekselvirkninger? En del af svaret skal findes i det faktum, at man i Fermis teori havde en teori for de svage vekselvirkninger, en teori, der havde mangler, men som i praksis fungerede. Måske mere væsentligt var den kendsgerning, at man for de svage vekselvirkninger ikke kendte til en symmetri, som svarede til isospinsymmetrien i de stærke vekselvirkninger. Uden en sådan symmetri var det omsonst at bruge Yang-Mills teori i de svage vekselvirkninger - for hvad skulle gaugesymmetrien være? Det viste sig dog senere, at der faktisk eksisterede en tilsvarende symmetri i de svage vekselvirkninger, som naturligt nok blev kaldt for svagt isospin. Som vi skal se, var det en symmetri, som kun vanskeligt lod sig afsløre, da den var skjult. Hvad dette dækker over, får vi først at se i afsnit 4.3. Men før fysikerne nåede dertil, skulle de igennem en periode, hvor viden om især de svage vekselvirkninger skulle blive markant forøget.

Kapitel 3

De svage vekselvirkninger

I foregående kapitel har vi dels fået introduceret kvantefeltteoriformalismen, herunder specielt gaugeteoriformalismen, og dels set på en række centrale teorier, som har været forsøg på at beskrive enten den elektromagnetiske, gravitationelle, svage eller stærke vekselvirkning eller kombinationer heraf. Nu vil fokus blive rettet mod de svage vekselvirkninger, der, beskrevet ved Fermis teori, ikke gav nogen indikationer på, at den kunne forenes med den elektromagnetiske vekselvirkning i en elektrosvag teori.

I dette kapitel skal vi se på, hvordan opdagelsen af, at naturen nogle gange (dvs. i de svage vekselvirkninger) kan kende forskel på venstre og højre, førte fysikerne frem til en teori for de svage vekselvirkninger, som havde en form, der gav håb for en mulig sammenlægning af de elektromagnetiske og de svage vekselvirkninger i en elektrosvag teori. Op gennem 1950'erne gjorde observationen af nye partikler, der vekselvirkede svagt, det endvidere klart, at en ny teori for de svage vekselvirkninger af en mere universel karakter var ønskelig.

3.1 Venstre-højre symmetri

Af naturens mange symmetriprincipper¹ er symmetrien mellem venstre og højre (ækvivalent med spejlningsymmetri) ét af dem, som er blevet debatteret siden starten af menneskets civilisation.² Det springende punkt har været, om naturlovene kunne kende forskel på venstre og højre, hvilket i bekræftende fald ville betyde, at venstre og højre var absolutte størrelser. I den klassiske fysik havde det længe været velkendt, at kontinuerte symmetritransformationer, såsom translation og rotation førte til bevarelseslove - her hhv. impuls- og impulsmomentbevarelse.³ For diskrete symmetrier, som venstre-højre symmetrien, eksisterede der ikke tilsvarende bevarelseslove - i hvert fald ikke i den klassiske fysiks domæne. Det var først med opdagelsen af

¹Translationer, rotationer, Lorentz-transformationer og mange flere.

²I Weyls bog *Symmetry* [Weyl, H. (1952)] beskrives symmetrier i et historisk og fysisk perspektiv.

³Manifesteret i Emma Noethers to sætninger.

kvantemekanikken, at diskrete symmetrier blev tilknyttet en bevarelseslov. Specielt kunne man vise, at venstre-højre symmetrien på kvantemekanisk niveau førte til en bevaret størrelse, som blev kaldt paritet.⁴ Paritetsbevarelse er altså den bevarelseslov, der følger af, at et kvantemekanisk system er invariant under en reflektion. Fysisk betyder det, at bølgefunktionen for en partikel eller et system af partikler opfører sig på samme måde, når de rumlige koordinater $\vec{r}$ bliver reflekteret i origo, dvs. $\vec{r} \rightarrow -\vec{r}$.

Af flere gode grunde blev symmetrien mellem venstre og højre anset for at være en fundamental symmetri på linie med de velkendte kontinuerte symmetrier: translation og rotation. For det første stod det, som tidligere nævnt, klart, at pariteten var bevaret i de elektromagnetiske vekselvirkninger, og for det andet var det på dette tidspunkt utænkeligt, at en symmetri, der havde at gøre med selve rummet, ikke skulle være bevaret. Et udtryk for denne holdning finder vi hos Schwinger:

I think I was so pleased by the symmetry concepts, invariance under rotations, Lorentz transformation, reflections, and so forth, that [I could not accept] that nature could be so mischievous as to destroy one of them.

J. Schwinger (1988) [Mehra, J. & Milton, K.A. (2000), s. 417].

Men det hele startede med $\tau - \theta$ mysteriet, som blev den ledetråd, der førte til opdagelsen af paritetsbrud i de svage vekselvirkninger.⁵ En helt nødvendig opdagelse før Fermis teori for β -henfaldet kunne blive afløst af en, i hvert fald på papiret, universel teori for de svage vekselvirkninger.

3.2 $\tau - \theta$ mysteriet

Ifølge Robert E. Marshak, en af hovedmændene bag den teoretiske formulering af paritetsbrud i de svage vekselvirkninger, var det uden sammenligning opklaringen af $\tau - \theta$ mysteriet i 1956, som var årsag til den revolution, der i de kommende år skulle finde sted inden for forståelsen af de svage vekselvirkninger.⁶ Alene af denne grund er en nærmere undersøgelse af det såkaldte $\tau - \theta$ mysterium af stor interesse.

Kimen til $\tau - \theta$ mysteriet blev lagt i midten af 1940'erne, et godt stykke tid før de store partikelacceleratorer for alvor begyndte at dominere eksperimentalfysikken. Det var

⁴Da venstre-højre symmetri (ækvivalent med spejlningsymmetri) ikke er så ligetil at udtrykke matematisk, bruger man i stedet for paritets-transformationen, der matematisk består af en rum-refleksion, dvs. $\vec{r} \rightarrow -\vec{r}$. Det ses let, at hvis et system er invariant under en venstre-højre symmetri, må det også være invariant under en paritets-transformation og vice versa. I det følgende anvender vi derfor paritets-transformationerne.

⁵Faktisk var der, retrospektivt set, allerede i 1930'erne en række eksperimenter, der indikerede at pariteten, var brudt i β -henfaldet. For yderligere information om denne *ikke-opdagelse* af paritetsbrud, se [Franklin, A. (1986), kap. 2].

⁶Se [Marshak, R.E. (1993), s. 20].

først med *Cosmotronen* (Brookhaven, 1952) og *Bevatronen* (Berkeley, 1954), at acceleratorene blev den primære kilde til at studere højenergi-partikler. Før 1952-53 var det således alene gennem den kosmiske stråling, at man havde mulighed for at opdage og studere højenergi-partikler. Den eksperimentelle teknik, hvormed man undersøgte højenergi-stråling fra verdensrummet, blev grundlagt i starten af 1930'erne af blandt andet Carl D. Anderson og skulle i de næste 20 år blive kilden, hvorfra nye typer partikler så dagens lys - til glæde og sorg for teoretikerne. I 1947 observerede man⁷ højst overraskende en ny type partikler, som man gav det kollektive navn *V*-partikler, da de efterlod et *V*-formet spor i detektorerne.⁸ De sjældne detektioner af de nye partikler gjorde, at der ikke umiddelbart var en interesse i disse resultater fra fysikersamfundets side.⁹ Dette skal ses i kontrast til den begejstring og lettelse, det vakte, da Cecil F. Powell og hans gruppe et par måneder forinden (oktober 1947) offentliggjorde, at de havde fundet en ny type mesoner (π -mesoner), der havde de egenskaber, som Yukawas teoretiske meson fra 1935 skulle besidde. Denne lettelse skyldtes, at det i 1947 stod klart, at μ -mesonen, der blev opdaget i 1936-37 af Carl D. Anderson og Seth N. Neddermeyer, ikke kunne være Yukawa-mesonen på grund af dens observerede svage vekselvirkning med nukleonerne. Opdagelsen af π -mesonerne, som havde de ønskede egenskaber, løste umiddelbart dette problem, hvorimod opdagelsen af de såkaldte *V*-partikler ikke var forventet ud fra nogen teori, og heller ikke løste nogen specifikke problemer i fysikken. Med stadig flere indberetninger i starten af 1950'erne om observerede *V*-partikler kunne man ikke længere ignorere dette nye partikelfænomen, og *V*-partiklernes egenskaber blev med ét genstand for en intens teoretisk undersøgelse. Var der tale om nye meson- og nukleonfamilier? Hvilke egenskaber havde disse nye partikler? Disse var spørgsmål, det pludselig var blevet yderst relevant at finde svar til.¹⁰ Efterhånden som der blev indsamlet flere informationer om de nye partikler, stod det klart, at der måtte være tale om to typer partikler: en ny type mesoner (senere kaldt *K*-mesoner) - tungere end de allerede kendte mesoner (π -mesonerne) - og en ny type nukleoner (senere kaldt hyperoner), der var tungere end de kendte nukleoner (neutronen og protonen). Endvidere blev det fastlagt, at *V*-partiklerne havde en usædvanlig lang levetid $\gtrsim 10^{-10}$ sek., hvilket skal sammenlignes med det faktum, at hvis de henfaldt via den samme mekanisme, der ligger bag produktionen af *V*-partiklerne (den stærke vekselvirkning) ville man forvente levetider på $\approx 10^{-21}$ sek.¹¹ Denne observation førte til en udvikling inden for partikelfysikken, som jeg kort vil skitsere, før vi ser på $\tau - \theta$ mysteriet.

Abraham Pais, Murray Gell-Mann og Kazuhiko Nishijima var blandt de første til at

⁷I december 1947 udgav Rochester og Butler (*Manchester Cosmic Ray Group*) en artikel med overskriften: *Evidence for the existence of new unstable particles*.

⁸Man delte faktisk de nye partikler op i to klasser: *V*-partikler og tunge mesoner. Denne opdeling var dog ren fænomenologisk og afhang i høj grad af, hvilken eksperimentel teknik, der blev anvendt. Derfor vil vi benytte termen *V*-partikler om alle de nye partikler.

⁹Se evt. [Cahn, R.N. (1991), kap. 3] for en komplet oversigt over observationer af *V*-partiklerne.

¹⁰Se [Pais, A. (1986), s. 513m].

¹¹Af denne grund blev *V*-partiklerne også kaldt "strange particles", da de så at sige levede 100 milliarder gange længere end forventet.

se på teoretiske modeller, hvori V -partiklerne hverken kunne henfalde via den elektromagnetiske eller den stærke vekselvirkning.¹² På denne måde havde V -partiklerne kun mulighed for at henfalde via den svage vekselvirkning, hvilket gav resultater i overensstemmelse med de faktisk observerede levetider. Pais opstillede i 1952 en model, som byggede på en hypotese, der senere fik navnet *associated production hypothesis*. Essensen i denne hypotese var, at V -partiklerne kun vekselvirkede stærkt, når de optrådte i par, mens de alene kun havde mulighed for at henfalde svagt. Denne model blev i 1953 forfinet af Gell-Mann, som uafhængigt af Nishijima foreslog at tillægge en isospinværdi til de nye partikler: heltalsværdier for hyperonerne og halvtalsværdier for K -mesonerne. På denne måde kunne man opstille udvalgsregler mht. isospin.¹³ I 1955 blev modellen endnu engang forbedret af Gell-Mann og Nishijima, som indførte et nyt kvantetal S (*strangeness*).¹⁴ Ved at give V -partiklerne en strangeness-værdi på $S = \pm 1$ og alle andre partikler værdien $S = 0$, kunne man med det såkaldte strangeness-skema forklare V -partiklernes *sære* opførsel. Ifølge strangeness-skemaet, var S bevaret i de stærke og de elektromagnetiske vekselvirkninger, dvs $|\Delta S| = 0$, men ikke i de svage, hvor $|\Delta S| = 1$.

Hvor arbejdet med at forstå, hvorfor V -partiklerne havde så korte levetider bidrog til at øge den generelle viden om de svage vekselvirkninger og især de stærke vekselvirkninger (i og med at S var bevaret i de stærke vekselvirkninger), var det en helt anden særhed ved V -partiklerne (herefter kaldt strange-partikler), som var årsagen til $\tau - \theta$ mysteriet, hvis løsning som sagt førte til helt fundamentale ændringer ved den daværende teori for de svage vekselvirkninger - nemlig Fermis teori.

Det hele startede ved Bagnères-de-Bigorre konferencen, som blev afholdt i juli 1953. Her havde man samlet omkring tyve forskergrupper, som alle arbejdede med eksperimentelt at kortlægge egenskaberne ved disse nye partikler, og resultaterne udeblev da heller ikke. Som beskrevet nærmere i [Pais, A. (1986), kap. 20 a] var mængden og mangfoldigheden af resultater, der blev fremlagt her, overvældende. Specielt interessant i relation til $\tau - \theta$ mysteriet var etableringen af følgende meson-henfald:¹⁵

$$\theta^0 (K_{\pi 2}^0) \rightarrow \pi^+ + \pi^- \quad \tau^0 (K_{\pi 3}^0) \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0 \quad (3.1)$$

$$\theta^\pm (K_{\pi 2}^\pm) \rightarrow \pi^\pm + \pi^0 \quad \tau^\pm (K_{\pi 3}^\pm) \rightarrow \pi^\pm + \pi^\pm + \pi^\mp \quad (3.2)$$

Som det ses, forestillede man sig, at der var tale om to typer mesonfamilier, θ og τ , hver indeholdende en neutral og to ladede mesoner. Dette billede skulle dog ændre sig. Bruno Rossi, en fremragende eksperimentalfysiker, spekulerede i, om θ - og τ -mesonerne kunne være én og samme partikel. Dette faldt ham naturligt, da han havde det synspunkt, at to partikler var ens, indtil det modsatte var bevist. Da der

¹²I [Pais, A. (1986), s. 518-520] kan man finde referencer til de de artikler, som implicit omtales i det følgende.

¹³Se [Marshak, R.E. (1952), s. 106] eller [Pais, A. (1986), s. 520].

¹⁴Ofte anvender man hyperladningen Y i stedet for S . Sammenhængen mellem de to kvantetal er $Y = S + B$, hvor B er baryontallet, som er absolut bevaret i alle processer. Dette gør, at der gælder de samme udvalgsregler for S og Y .

¹⁵I parenteserne er skrevet det nutidige navn for mesonen, nemlig K -mesonen.

til dags dato ikke havde været nogen evidens for, at de var forskellige, og da de havde næsten samme masse og levetid, måtte der ifølge Rossi være tale om, at θ og τ , var én og samme partikel. Dette synspunkt ville ikke have vakt speciel opsigt, hvis det ikke var fordi, at det såkaldte Dalitz-Fabri plot mere og mere entydigt viste, at τ^+ havde spin-0, hvilket medførte, at τ^+ og θ^+ måtte have forskellig indre paritet (hhv. -1 og $+1$).¹⁶ Situationen var altså, at τ^+ kunne henfalde til en tilstand med paritet -1 , mens θ^+ kunne henfalde til en tilstand med paritet $+1$. Som tidligere nævnt blev venstre-højre symmetri og dermed paritetsbevarelse anset som værende en lige så fundamental bevarelseslov som impuls- og impulsmomentbevarelse. Da opretholdelsen af paritetsbevarelse krævede, at τ^+ og θ^+ ikke kunne være én og samme partikel, tilsyneladende i direkte modstrid med det observerede, var $\tau - \theta$ mysteriet født. Med resultaterne fra de nye partikelacceleratorer, som var meget præcise grundet en hidtil uset målestatisik, blev der sat en tyk streg under dette mysterium, da disse resultater tydeligere end før viste, at τ - og θ -partiklernes masse og levetider var sammenfaldne.

Det er i øvrigt interessant at hæfte sig ved, at en af de sidste opdagelser, som blev gjort inden for den gren af fysikken, der på engelsk kaldes for *cosmic ray physics*, skulle blive starten på en helt ny æra inden for partikelfysikken. Her tænkes selvfølgelig på opdagelsen af V -partiklerne, som trods begrænset statistik og uden nævneværdig tilskyndelse fra det teoretiske fysikermiljø, ledte bl.a. Rossi frem til den formodning, at τ og θ var én og samme partikel. Dette førte senere direkte frem til opdagelsen af paritetsbrud i de svage vekselvirkninger. I næste afsnit skal vi se på den proces, som førte det samlede fysikersamfund hen til den konklusion, at pariteten var brudt i de svage vekselvirkninger.

3.3 Paritetens fald

Udgangspunktet i Chen Ning Yang og Tsung Dao Lees artikel *Questions of Parity Conservation in Weak Interactions*¹⁷ fra 1956 var netop $\theta - \tau$ mysteriet. Som mange andre af datidens teoretikere havde de overvejet, hvordan man kunne løse $\theta - \tau$ mysteriet. I første omgang var de dog ikke klar til at stille spørgsmålstejn ved paritetsbevarelsens gyldighed i de svage vekselvirkninger, men spekulerede i stil med andre på mulige løsninger, der omfattede en bevarelse af pariteten.¹⁸ Disse paritetsbevarende mekanismer, der kunne redegøre for $\theta - \tau$ observationen, blev debatteret livligt ved den 6. Rochester konference i højenergi-fysik afholdt i dagene 3.-7. april 1956.¹⁹ En anden løsning var, som tidligere nævnt, at lade pariteten være brudt i de svage vekselvirkninger, men denne løsning blev dog af de fleste teoretikere fundet for

¹⁶Se [Pais, A. (1986), s. 524].

¹⁷[Lee, T.D. & Yang, C.N. (1956b)].

¹⁸Se [Lee, T.D. & Yang, C.N. (1956a)].

¹⁹Se konferencerapporten fra den 6. Rochester konference i højenergifysik.

radikal.²⁰ Desuden havde man tilsyneladende eksperimentel evidens for, at pariteten var bevaret i alle vekselvirkninger, herunder også den svage.

Til trods for at den generelle holdning på dette tidspunkt blandt de fremtrædende fysikere, som arbejdede med de svage vekselvirkninger o.l. var, at pariteten skulle være bevaret i de svage vekselvirkninger, blev det alligevel på denne konference, at der blev udtrykt tvivl om rigtigheden af paritetsbevarelse som et universelt gyldigt princip. En førstehåndsberetning fra Feynman om de interessante begivenheder, som fandt sted under konferencen, kan findes i [Mehra, J. (1994), s. 462-463]. Her beretter Feynman bl.a., at han under konferencen faldt i snak med Martin Block, som var eksperimentalfysiker. Denne må have spekuleret over $\theta - \tau$ mysteriet, i hvert fald stillede han Feynman følgende spørgsmål:

Hey, you! Whats is this big deal about the parity thing? Maybe they are the same particle and this [conservation of parity] is not right. Since it fits everything, they are the same particle. What would be so bad if parity were not conserved?

M. Block (1956) [Mehra, J. (1994), s. 464].

Feynman oplyste, at han ikke var ekspert på dette område og ikke umiddelbart vidste, om der skulle være noget forkert i, at pariteten ikke var bevaret i de svage vekselvirkninger. Block, som var ivrig efter at få yderligere respons på sin idé, overtalte Feynman til at fremsætte dette spørgsmål på konferencen. Block mente ikke, at nogen ville tage det alvorligt, hvis han selv stillede spørgsmålet, hvorimod Feynman havde den fornødne anerkendelse til, at der blev lyttet, når han sagde noget. Fra konferencerapporten kan man læse:

Feynman brought up a question of [Martin] Block's: Could it be that the θ and τ are different parity states of the same particle which has no definite parity, i.e. that parity is not conserved. That is, does nature have a way of defining right or left-handedness uniquely. Yang stated that he and Lee looked into this matter without arriving at any definite conclusions.

Rochester konferencen (1956) [Franklin, A. (1986), s. 34].

Om det var denne diskussion, der yderligere ansporede Yang og Lee, som var at regne for eksperter inden for området svage vekselvirkninger, til at undersøge de teoretiske konsekvenser af paritetsbrud i de svage vekselvirkninger, skal være usagt, men sikkert er det, at den før så solide grund under paritetsbevarelsen begyndte at revne. Selv har Yang i sin nobeltale sagt, at det bl.a. var i frustration over de mere eller mindre spekulative teorier, som var blevet frembragt for at redde den universelle bevarelse af paritet, der overbeviste dem (Yang og Lee) om, at paritetsbrud i de svage vekselvirkninger var at foretrække.

²⁰Heriblandt Schwinger, der ikke kunne tro, at naturen kunne finde på at ødelægge en så simpel og smuk symmetri som spejlningsinvarians. Se i øvrigt [Mehra, J. & Milton, K.A. (2000), s. 415-418].

The fact that parity conservation in the weak interactions was believed for so long without experimental support was very startling. But what was more startling was the prospect that a space-time symmetry law which the physicists have learned so well may be violated. This prospect did not appeal to us. Rather we were, so to speak, driven to it through frustration with the various other efforts at understanding the $\theta - \tau$ puzzle that had been made.

C.N Yang (1957) [Yang, C.N. (1957)].

På denne baggrund kan artiklen *Questions of Parity Conservation in Weak Interactions* ses som et opgør med de mere eller mindre tvivlsomme forklaringer på $\theta - \tau$ mysteriet.

Efter konferencen besluttede Yang og Lee sig for at se nærmere på de eksperimenter, som var udført i forbindelse med bestemmelsen af en eventuel paritetsbevarelseslov. Resultatet var højst overraskende; det viste sig, at alle eksperimenterne understøttede tesen om, at pariteten var bevaret, men kun i de elektromagnetiske og de stærke vekselvirkninger. Inden for de svage vekselvirkninger, var der stort set ikke udført eksperimenter, som kunne godtgøre, at der også her eksisterede en paritetsbevarelseslov. I artiklen kan man læse:

..... for the weak interactions parity conservation is so far only an extrapolated hypothesis unsupported by experimental evidence.

[Lee, T.D. & Yang, C.N. (1956b)].

Det stod med ét klart, at man ukritisk havde accepteret bevarelsen af paritet i de svage vekselvirkninger ud fra paritetsbevarelsens gyldighed i de stærke og de elektromagnetiske vekselvirkninger. Et brud på paritet kunne forklare $\theta - \tau$ mysteriet, men man kunne ikke ud fra $\theta - \tau$ mysteriet deducere, at pariteten var brudt i de svage vekselvirkninger, så nye eksperimenter var nødvendige. Yang og Lee opstillede sidst i deres artikel en række eksperimenter, som en gang for alle kunne afgøre, om pariteten var bevaret i de svage vekselvirkninger. Et af disse eksperimenter (β -henfaldet: ${}^{60}\text{Co} \rightarrow {}^{60}\text{Ni}^* + e^- + \bar{\nu}_e$, som i dag er et tekstbogseksempel på paritetsbrud i de svage vekselvirkninger) blev iværksat allerede før Yang og Lees artikel udkom.²¹ Eksperimentet blev udført af Chien-Shiung Wu, som var en af Yang og Lees bekendte (Wu og Lee var begge ansat på *Columbia University*). Hun havde derfor før udgivelsen af artiklen haft lejlighed til at diskutere de forskellige eksperimenter, der kunne afgøre paritetsspørgsmålet, og hun havde netop selv foreslået dette eksperiment som en mulighed.

I slutningen af 1956 var der tre eksperimentelle grupper (to fra *Columbia University* ledet af hhv. Wu og Richard L. Garwin og en gruppe fra *Chicago University* ledet af Valentine Telegdi), der alle havde indset, at man ved at bekræfte Yang

²¹En teknisk beskrivelse af eksperimentet kan findes i [Perkins, D.H. (1987)].

og Lees hypotese om paritetsbrud i de svage vekselvirkninger kunne sikre sig en plads i historiebøgerne. Skulle det vise sig, at pariteten var bevaret, havde man trods alt været med til én gang for alle at afklare spørgsmålet om paritetens bevarelse. Den spændende og intense historie, fortalt af de involverede parter, kan findes i [Maglich, B. (ed.) (1973)], hvor man også finder en beskrivelse af de forskellige eksperimentelle opstillinger, som de tre grupper arbejdede med. Resultatet af alle tre gruppers eksperimenter viste, at pariteten var brudt, samt at der endda var tale om et betydeligt brud på pariteten. Dette skulle senere vise sig at være en ikke-ubetydelig detalje for den retning, udviklingen af en teori for de svage vekselvirkninger senere tog. Dette vil jeg vende tilbage til i næste afsnit.

Den 15. januar 1957 (dagen hvor Wu et al. artiklen og Garwin et al. artiklerne blev indsendt til *Physical Review*²²) kunne *Columbia University* afholde en pressekonference, hvor det blev annonceret, at pariteten var brudt i de svage vekselvirkninger. At der var tale om en skelsættende begivenhed, illustreres af de reaktioner, der både kom fra det etablerede fysikersamfund, men også fra den generelle offentlighed. Pauli, som havde agiteret kraftigt for paritetsbevarelse, var ikke overraskende ilde til mode over denne nye opdagelse, hvilket kan ses af følgende uddrag fra et brev, han kort efter opdagelsen af paritetens sammenbrud skrev til Victor Weisskopf:

Now, where shall I start? It is good that I did not make a bet. It would have resulted in a heavy loss of money (which I cannot afford); I did make a fool of myself however (which I think I can afford to do) - incidentally, only in letters or orally and not in anything that was printed. But the others now have the right to laugh at me. What shocks me is not the fact that "God is just left-handed" but the fact that in spite of this He exhibits Himself as left/right symmetric when He expresses Himself strongly. In short, the real problem now is why the strong interactions are left/right symmetric. How can the strength of an interaction produce or create symmetry groups, invariance or conservation laws?

W. Pauli (1957) [*Pauli's Collected Papers*].

Isidor Rabi²³ konkluderede under pressekonferencen at:

In a certain sense a rather complete theoretical structure has been shattered at the base and we are not sure how the pieces will be put together.

I. Rabi (1957) [Franklin, A. (1986), s. 25].

Og i *New York Times* stod der at læse på forsiden:

²²Se [Wu, C.S. et al. (1957)]. Da *Physical Review* i første omgang afviste Telegdi et al. artiklen, på grund af for få målinger, blev deres artikel først bragt i næste udgave af *Physical Review* til stor skuffelse for bl.a. Telegdi, se [Maglich, B. (ed.) (1973)].

²³Lederen af fysikafdelingen på *Columbia University*.

Basic Concept in Physics Reported Upset in Tests.

[Maglich, B. (ed.) (1973), s. 118].

Ingen vidste hvad denne nye opdagelse ville føre til, men interessen for at finde ud af, hvordan man teoretisk skulle inkorporere paritetsbruddet i de svage vekselvirkninger, var naturligt nok stor. I [Koester, D. et al. (1982), s. 77] kan man se, at ca. 60 procent af alle teoretiske artikler udgivet i 1957, som hørte under kategorien svage vekselvirkninger, omhandlede emnet paritet.

Set i lyset af den tidligere modvillighed over for teorier, hvor pariteten ikke var bevaret (f.eks. Weyls to-komponent teori), kan man måske undre sig over, at stort set alle med det samme accepterede, at pariteten var brudt i de svage vekselvirkninger. Forklaringen skal findes i, at man ikke blot stod med et enkelt eksperiment, der viste, at pariteten var brudt, men med hele tre uafhængige og forskellige eksperimenter, som alle med stor tydelighed pegede på et betragteligt brud af pariteten. Desuden var der blandt de teoretiske fysikere en udbredt tillid til de eksperimentalfysikere, der stod i laboratoriet og afkræftede eller bekræftede teoretikernes teorier, hvilket bevirkede at man ikke tvivlede på de opnåede resultater. Den tillid skulle dog senere vise sig at besværliggøre den videre udvikling af en teori for de svage vekselvirkninger.²⁴ At paritetsbrud hurtigt blev et anerkendt fysisk begreb, understreges med al tydelighed af, at Yang og Lee i 1957, kun et år efter deres skelsættende artikel, modtog nobelprisen i fysik for deres epokegørende undersøgelser af paritetsloven.

Med den nye opdagelse trængte en række spørgsmål sig på; var pariteten brudt i alle de svage vekselvirkninger?²⁵ I hvilken grad var pariteten brudt i de forskellige svage vekselvirkninger? Hvilken rolle skulle Fermis teori, som vi tidligere har set var manifest paritetsbevarende, spille nu, hvor man havde brug for en teori, der kunne håndtere paritetsbrydende processer? De to første spørgsmål var i høj grad overladt til eksperimentalfysikerne, som da også straks gik i gang med at undersøge udbredelsen og styrken af paritetsbrud i de svage vekselvirkninger. Netop fastlæggelsen af den grad, hvormed pariteten var brudt, blev af afgørende betydning for den videre udvikling af den svage teori, og vil blive behandlet i næste afsnit. Det sidste spørgsmål var af mere teoretisk karakter: kunne man ændre Fermis oprindelige teori, som praktisk taget havde stået uændret hen i femten år, til at omfatte paritetsbrud, eller skulle der en helt ny teori til? Ét var sikkert - fysikken ville med opdagelsen af paritetsbrud i de svage vekselvirkninger forandre sig; et spørgsmål var blot, hvor store omvæltningerne ville blive.

²⁴Vi skal senere se, hvordan både Schwinger, Feynman, Marshark o.a. var tilbageholdende med at udgive artikler, som ikke var helt i overensstemmelse med de eksperimentelle resultater.

²⁵Indtil nu havde man kun undersøgt ganske få af de svage processer for eventuelle brud på paritet.

3.4 To-komponent neutriniteori

Som tidligere nævnt viste Wu et al.s første resultater, at pariteten ikke blot var brudt i visse svage vekselvirkninger, den var tilmed brudt i en ikke-ubetydelig grad. De paritetsbrydende led kunne altså ikke blot opfattes som små perturbationer til Fermis oprindelige teori. Da Yang blev bekendt med, at bruddet på paritet var markant, kom det ikke som en overraskelse, men som et bevis på, at deres (Yang og Lees) to-komponent neutriniteori, som de sideløbende havde arbejdet med, ikke blot var teoretiske spekulationer, men udgjorde en mulig fysisk teori. Denne teori kunne eksplicit redegøre for paritetsbrud - enddog et maksimalt paritetsbrud. Før vi ser på, hvad den såkaldte to-komponent neutriniteori er, vil det være nyttigt først at se på hvad fire-komponent neutriniteori består af.

For en given impuls $\mathbf{p}$ eksisterer der to spintilstande for neutrinoen samt to spintilstande for antineutrinoen - altså i alt fire tilstande. Den gængse måde, man dengang beskrev fermioner og dermed også neutrinoer på, var ved den sædvanlige fire-komponent Dirac-spinor ψ_D , som skal være en løsning til Dirac-ligningen. I den såkaldte Weyl-repræsentation (også kaldet chiral-repræsentationen) ser spinoren, der beskriver neutrinoen, således ud (her har vi givet plads til, at neutrinoen kan have en masse m)

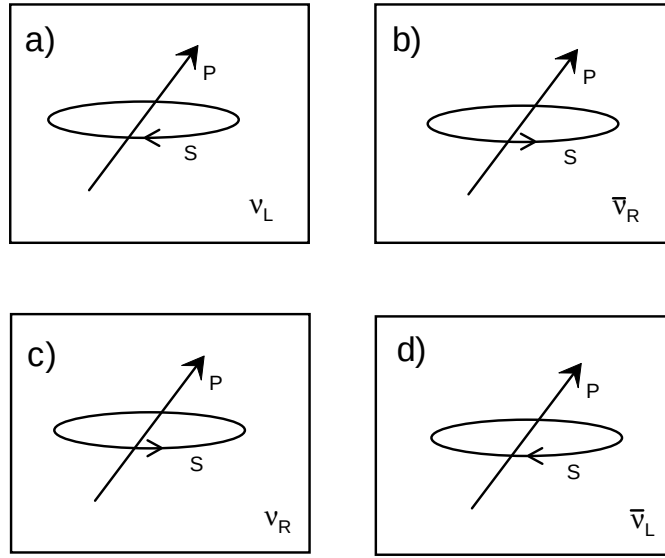
$$(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi_\nu = 0 \quad \text{hvor} \quad \psi_\nu = \begin{pmatrix} \phi_{\nu_L} \\ \phi_{\bar{\nu}_R} \\ \phi_{\nu_R} \\ \phi_{\bar{\nu}_L} \end{pmatrix} \quad (3.3)$$

her gælder at:

- ϕ_{ν_L} beskriver en venstrehåndet neutrino (*helicitet -1*)²⁶
- $\phi_{\bar{\nu}_R}$ beskriver en højrehåndet antineutrino (*helicitet +1*)
- ϕ_{ν_R} beskriver en højrehåndet neutrino (*helicitet +1*)
- $\phi_{\bar{\nu}_L}$ beskriver en venstrehåndet antineutrino (*helicitet -1*)

Med højre- og venstrehåndede partikler mener man, at spin- og impulsvektoren for partiklen danner hhv. en venstre og højre skrue. Husker vi på, at paritetsoperatoren sender en venstrehåndet tilstand over i en højrehåndet tilstand ($\phi_L \rightarrow \phi_R$), ser vi, at der i fire-komponent teori ligger en implicit (mulighed for) bevarelse af paritet, da venstre- og højrehåndede tilstande optræder på lige fod. På figur 3.1 ses en illustration af de fire forskellige tilstande, en fermion i teorien kan befinde sig i (her drejer det sig om en neutrino).

²⁶Heliciteten H af en partikel defineres som størrelsen af partiklens spin i partiklens bevægelsesretning ($H = \sigma \cdot \hat{\mathbf{p}}$).



Figur 3.1: På figuren ses de fire forskellige tilstande en neutrino teoretisk set kan eksistere i. Eksperimentelt observerer man dog kun tilstandene a) og b).

Lad os nu se på, hvordan to-komponent teorien tager sig ud. Man kan let vise, at når fermionen (i dette tilfælde en neutrino) ingen masse har²⁷, dvs. Dirac-ligningen i formel (3.3) får formen $(i\gamma^\mu \partial_\mu) \psi_\nu$, vil de fire koblede differentialligninger i Dirac-ligningen blive til to afkoblede ligninger for to to-komponent spinorer χ og φ

$$\psi_\nu = \begin{pmatrix} \chi \\ \varphi \end{pmatrix} \quad (3.4)$$

De to ligninger, som ses nedenfor, kan vises²⁸ at beskrive tilstandene ϕ_{ν_L} og $\phi_{\bar{\nu}_R}$

$$\sigma \cdot \hat{p} \chi = -\chi \quad \text{hvor } \chi = \begin{pmatrix} \phi_{\nu_L} \\ \phi_{\bar{\nu}_R} \end{pmatrix} \quad (3.5)$$

og tilstandene ϕ_{ν_R} og $\phi_{\bar{\nu}_L}$

$$\sigma \cdot \hat{p} \varphi = \varphi \quad \text{hvor } \varphi = \begin{pmatrix} \phi_{\nu_R} \\ \phi_{\bar{\nu}_L} \end{pmatrix} \quad (3.6)$$

Vi har altså, at (3.5) beskriver en venstrehåndet neutrino og en højrehåndet antineutrino og (3.6) beskriver en højrehåndet neutrino og en venstrehåndet antineutrino. Da disse to ligninger er fuldstændigt uafhængige af hinanden, åbner dette op for muligheden for at beskrive fermioner, herunder specielt neutrinoer, ved brug af en to-komponent spinor (ved at vælge enten χ eller φ). Idéen med at reducere antallet af

²⁷Nedenstående resultat kan vises også at gælde for massive fermioner, hvilket dengang ikke var umiddelbart klart.

²⁸Se evt. [Halzen, F. & Martin, A.D. (1984), s. 114].

frihedsgrader fra fire til to og dermed konstruere en relativistisk to-komponent teori for fermioner var ikke ny, men kan, som det blev omtalt i afsnit 2.3, føres tilbage til Weyls teori fra 1929. Som tidligere nævnt stod det dengang lysende klart, at Weyls to-komponent teori ikke kunne have noget med den fysiske virkelighed at gøre. Lad os se nærmere på hvorfor. Argumentet for teoriens ufysiske karakter var som følger: vælger vi en af to-komponent spinorerne f.eks. (3.5), der beskriver en venstrehåndet neutrino og en højrehåndet antineutrino, vil paritetsoperatoren anvendt på teorien bevirke følgende transformationer: $\nu_L \rightarrow \nu_R$ og $\bar{\nu}_R \rightarrow \bar{\nu}_L$, men da de transformerede tilstande ikke eksisterer i denne to-komponent teori, må pariteten være brudt. Hvis det var svært at acceptere idéen om paritetsbrud i 1950'erne, var det en helt utænkelig tanke i 1929, hvilket betød, at to-komponent formalismen de næste 26 år stort set forblev en matematisk teori, der ikke kunne have nogen relation til virkeligheden. Det var først med Yang og Lees spekulationer omkring paritetsbrud, som tidligere beskrevet, at denne type teorier igen blev aktuelle. Endvidere er der i denne teori ikke blot tale om, at pariteten er brudt, men den er brudt maksimalt i kraft af, at de andre paritetstilstande slet ikke eksisterer. Vi kan nu se, hvorfor Yang så de tidlige tegn på, at pariteten var brudt *meget*, som en indikation på, at neutrinoerne kunne beskrives ved Weyls to-komponent teori. I 1957 førte bl.a. disse overvejelser til, at Yang og Lee publicerede artiklen *Parity Nonconservation and a Two-Component Theory of the Neutrino*²⁹, hvori Weyls 1929-teori blev foreslået som en mulig måde at beskrive neutrinoerne på. Det skal nævnes, at Abdus Salam og Lev D. Landau uafhængigt af Yang og Lee og af hinanden kom frem til den samme idé.³⁰ Af de tre artikler er Yang og Lees artikel den, der gør mest ud af at beskrive konsekvenserne af en to-komponent neutrinoteori. De væsentligste konsekvenser er:

- Massen for neutrinoen og antineutrinoen må være nul.³¹
- Teorien er ikke invariant under paritetsoperatoren P (jvf. ovenstående).
- Teorien er ikke invariant under ladningskonjugationsoperatoren C (samme argument som med P).
- Teorien giver mulighed for CP invarians.

Ud over disse åbenlyst interessante teoretiske konsekvenser viste Yang og Lee også, at to-komponent teorien og dens resultater kunne udtrykkes ved den sædvanlige fire-komponent teori - en observation, der skulle vise sig at være ikke helt uvæsentlig. Måden, hvorpå man lettest indser, at dette kan lade sig gøre, er at indføre en faktor $\frac{1}{2}(1 - \gamma_5)$ foran neutrinofeltet ψ_ν , hvor γ_5 er 4×4 matricen: $\begin{pmatrix} -\mathbf{I} & \mathbf{0} \\ \mathbf{0} & \mathbf{I} \end{pmatrix}$ (i chiral-Weyl repræsentationen). Hermed får vi:

$$\frac{1}{2}(1 - \gamma_5)\psi_\nu = \begin{pmatrix} \mathbf{I} & \mathbf{0} \\ \mathbf{0} & \mathbf{0} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \chi \\ \varphi \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \chi \\ 0 \end{pmatrix} = \psi_L \quad (3.7)$$

²⁹[Lee, T.D. & Yang, C.N. (1957)].

³⁰Se hhv. [Salam, A. (1957)] og [Landau, L. (1957)].

³¹Under forudsætning af, at leptontallet er en bevaret størrelse, hvilket alt tyder på.

Her ser vi, at det kun er χ -spinoren, som indgår i teorien, altså har vi at gøre med en to-komponent teori formuleret i fire-komponent formalismen. På dette tidspunkt vidste Yang og Lee ikke, om neutrinoerne skulle beskrives ved χ - eller φ -spinoren, (hvis man vil bruge φ -spinoren til at beskrive neutrinoerne med, skal man blot erstatte faktoren $\frac{1}{2}(1 - \gamma_5)$ med $\frac{1}{2}(1 + \gamma_5)$). Dette svarer til at finde ud af om neutrinoer har hhv. negativ eller positiv helicitet (altså om de er venstre- eller højrehåndede). Dette spørgsmål blev afklaret i slutningen af 1957 i et elegant eksperiment udført af Maurice Goldhaber et al..³² Eksperimentet viste med al tydelighed viste, at neutrinoer er venstrehåndede (og dermed at antineutrinoer er højrehåndede), hvilket betød, at de kunne beskrives ved (3.5). Dette er dog at foregribe begivenhedernes gang, for som Yang og Lee selv skriver i slutningen af deres artikel:

Should it further turn out that the two-component theory of the neutrino described above is correct, one would have a natural understanding of the parity in processes involving the neutrino.

[Lee, T.D. & Yang, C.N. (1957)].

Dette understreger, at det for Yang og Lee handlede om at få af- eller bekræftet denne nye neutriniteori - om det var χ - eller φ -spinoren, der i bekræftende fald skulle beskrive neutrinoerne, måtte vente. Yang og Lee forsætter med:

An understanding of the $\theta - \tau$ puzzle presents now a problem on a new level because no neutrinos are involved in the decay of $K_{\pi 2}$ and $K_{\pi 3}$. Perhaps this means that a more fundamental theoretical question should be investigated: the origin of all weak interactions.

[Lee, T.D. & Yang, C.N. (1957)].

Her ser vi altså en direkte opfordring til at undersøge oprindelsen for alle svage vekselvirkninger. Et ikke helt uambitiøst projekt, når vi husker på, at de svage vekselvirkninger kan optræde i hele tre forskellige typer: leptoniske, semi-leptoniske eller hadroniske processer. Afdækningen af $\theta - \tau$ mysteriet havde allerede vist, at pariteten ikke var bevaret i de svage vekselvirkninger; ville en dybere forståelse af, hvorfor pariteten var brudt i de rene hadroniske henfald (såsom $K_{\pi 2}$ og $K_{\pi 3}$) afsløre nye sider af den svage vekselvirkning? Der var i hvert fald nu startet en proces, hvor man forsøgte at afdække de love, der lå bag de svage vekselvirkninger. En proces, der var blevet sat i gang med opdagelsen af paritetsbrud i de svage vekselvirkninger, hvilket igen havde gjort Weyls næsten 30 år gamle to-komponent teori interessant. Det næste afgørende teoretiske skridt blev taget ved den 7. Rochester konference i højenergifysik, afholdt i dagene 15.-19. april 1957. Et skridt der skulle samle de forskellige aspekter af de svage vekselvirkninger i den såkaldte universelle $V - A$ teori.

³²[Goldhaber, M. et al. (1958)].

3.5 De svage vekselvirkninger samles

Før vi tidsmæssigt bevæger os hen til den 7. Rochester konference, hvor nogle af de første offentlige ytringer vedrørende universel $V - A$ teori fandt sted, vil det være på sin plads først at se på, hvad man forstår ved en universel teori for de svage vekselvirkninger. Kort sagt kan man tale om en universel teori for de svage vekselvirkninger, hvis disse besidder samme struktur og styrke.³³ Afklaringen af, om dette var tilfældet, samt den før omtalte opdagelse af paritetsbrud, var helt primære årsager til, at Fermis teori for de svage vekselvirkninger, blev afløst af den universelle $V - A$ teori. En nærmere historisk gennemgang af den såkaldte UFI (*Universal Fermi Interaction*)-hypotese, der står og falder med spørgsmålet om ensartetheden af de svage vekselvirkningers styrke og struktur, vil være informativ, da det illustrerer hvilke overvejelser, man gjorde sig om de svage vekselvirkningers natur. Herudover vil det vise sig, at forsøget på en finde en universel teori for de svage vekselvirkninger, var tæt forbundet med arbejdet på at finde den korrekte struktur for de svage vekselvirkninger.

Et andet interessant punkt, som kan belyses ved at kigge på denne periode (ca. 1950-1958), er arbejdsprocessen mellem de teoretiske fysikere og eksperimentalfysikerne. Som vi skal se, var der i arbejdet på at afklare de svage vekselvirkningers styrke og ikke mindst struktur, en helt speciel interaktion mellem eksperimentalfysikerne og teoretikerne, som på godt og ondt var med til at præge fysikken. Især giver perioden et enestående indblik i de problemer, en teoretisk fysiker kan støde på, når han laver frontforskning, og hvor eksperimentelle resultater derfor ofte ikke foreligger eller er præget af stor usikkerhed. Denne helt specielle interaktion mellem teori og eksperiment i arbejdet med de svage vekselvirkninger er nærmere undersøgt i artiklen [Hafner, E.M. & Presswood, S. (1965)], som interesserede henvises til.

UFI-teorier

Mangfoldigheden af de svage vekselvirkninger voksede støt op gennem 1940'erne og 1950'erne. Startende med kun at bestå af β -henfald, som vi tidligere har set beskrevet ved Fermis teori, blev klassen af svage henfald større i 1947 med opdagelsen af pion-henfaldet $\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$ og den dermed nye placering af μ -mesonen i partikelspektret. Senere kom også hele klassen af strange-partikler, der, som vi tidligere har set, førte frem til opdagelsen af paritetsbrud i de svage vekselvirkninger. Med alle disse nye opdagelser voksede behovet for en overordnet strukturering af de svage vekselvirkninger.

Vi vil starte med at skitsere situationen før opdagelsen af strange-partiklerne. Endvidere vil det svage π -henfald i første omgang blive udeladt. Situationen for de svage

³³Med de svage vekselvirkningers struktur mener man bestemmelsen af, hvilke eller hvilken af de fem mulige bilineære komponenter (vektor, aksialvektor, skalar, pseudoskalar eller tensor), der indgår i vekselvirkningen. F.eks. har vi tidligere set, at QED har en vektorstruktur.

vekselvirkninger sidst i 1940'erne var således, at man kendte til følgende typer svage processer:³⁴

1.) Observerede β -processer

$$\begin{aligned} &: a) \quad n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e \quad b) \quad p \rightarrow n + e^+ + \nu_e \\ &: c) \quad e^- + p \rightarrow n + \nu_e \quad d) \quad \bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+ \end{aligned}$$

2.) Observerede μ -processer:

$$\begin{aligned} &: a) \quad \mu^- \rightarrow e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_e \quad b) \quad \mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_\mu + \bar{\nu}_e \\ &: c) \quad \mu^- + p \rightarrow n + \nu_\mu. \end{aligned}$$

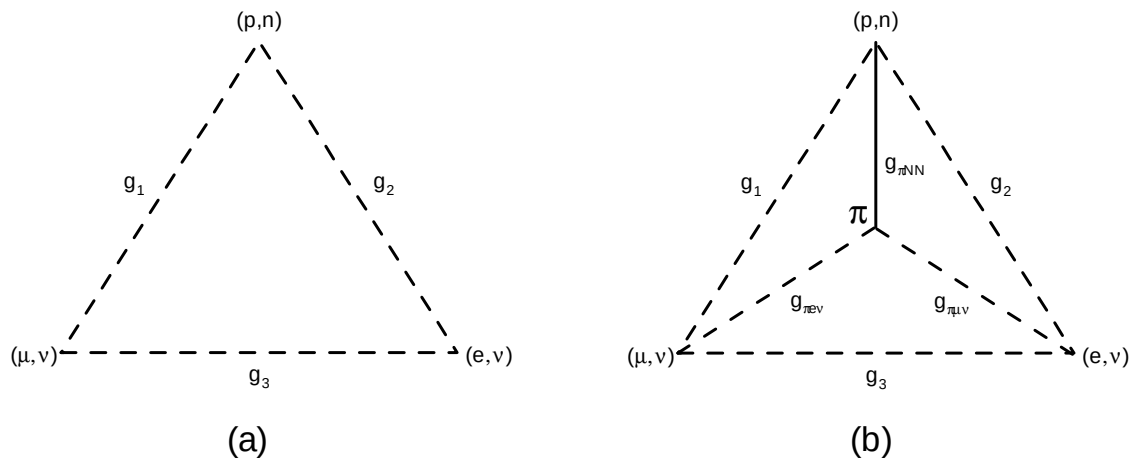
Med opdagelsen af disse nye processer kunne man for første gang eksperimentelt undersøge andre sider af den svage vekselvirkning end dem, som havde med β -henfaldet at gøre. Specielt interessant var det selvfølgelig at undersøge styrken og strukturen af disse nye processer og sammenligne disse resultater med resultaterne fra β -henfaldet. De første målinger på den effektive koblingskonstant (dvs. styrken) ved processerne i 2.) tydede på, at de var af samme størrelsesorden som den effektive koblingskonstant, man tidligere havde bestemt for β -henfaldet. Dette fik en række fysikere til at postulere den såkaldte UFI-hypotese.³⁵ Hypotesen bestod af to centrale antagelser: A) den effektive koblingskonstant var ens for de tre typer svage vekselvirkninger, og B) strukturen var ens for alle tre typer svage vekselvirkninger. Hvor der til A) var en vis eksperimentel opbakning, blev B) helt og aldeles postuleret på baggrund af et ønske om simpelhed for de svage vekselvirkninger.

UFI-hypotesen blev manifesteret ved den såkaldte Puppi-Tiomno-Wheeler trekant, der på en symmetrisk måde repræsenterede de svage processer i 1.) og 2.) således, at den formodede universelle natur af de svage vekselvirkninger var åbenlys. En sådan trekant kan ses på figur 3.2a. Her består hvert hjørne i trekanten af et fermion-par (spin- $\frac{1}{2}$ partikel) - en ladet og en neutral fermion. Med denne opbygning kan man hurtigt overbevises om, at Puppi-Tiomno-Wheeler trekanten indeholder alle processerne i 1.) og 2.), samt en række andre processer, som endnu ikke var blevet observeret.

Men hvor god var UFI-hypotesen? Som sagt havde man i slutningen af 1940'erne gode eksperimentelle indikationer på, at den effektive koblingskonstant var af samme størrelsesorden for alle tre processer. Dette stod i stærkt kontrast til, hvor langt man var nået med at bestemme selve strukturen for de svage vekselvirkninger. Til trods for, at idéen om en universel struktur for de svage vekselvirkninger lød besnærende,

³⁴På dette tidspunkt troede man, at der kun var én neutrino type. Først i 1962 stod det klart, at der var tale om en elektron-neutrino og en muon-neutrino. Jeg har tilladt mig at anvende de korrekte neutrino-betegnelser i formlerne.

³⁵Spekulationer omkring en UFI-teori, blev uafhængigt af hinanden foreslået af [Klein, O. (1948)], [Puppi, G. (1948)], [Lee, T.D. et al. (1949)], og [Tiomno, J. & Wheeler, J. (1949)].



Figur 3.2: På figur 3.2a ses den simpleste version af Puppi-Tiomno-Wheeler trekanten, hvor der ikke indgår den stærke nukleon-pion vekselvirkning. På figur 3.2b ses en version hvor den stærke nukleon-pion vekselvirkning er medtaget. Her repræsenterer de prikkede linier de svage vekselvirkninger, mens den solide linie indikerer eksistensen af den stærke process $\pi \rightarrow NN$.

var den eksperimentelle formåen utilstrækkelig til at afgøre, hvorvidt dette var en korrekt hypotese. Argumenterne for denne del af hypotesen blev derfor ikke fremført på et videnskabeligt grundlag byggende på data, men snarere på en formodning om, at naturen havde valgt den simpleste løsning. En egentlig afdækning af de svage vekselvirkningers struktur må tte vente, til den eksperimentelle ekspertise blev forbedret.

Med hensyn til styrken stod det hurtigt klart, at også pionens svage vekselvirkninger kunne beskrives ved en effektiv koblingskonstant, der var sammenlignelig med de allerede bestemte. Dette førte til, at man udbyggede Puppi-Tiomno-Wheeler trekanten til også at omfatte pionernes svage henfald. Da en pion med stor sandsynlighed kan henfalde virtuelt til et nukleon-antinukleon par via de stærke vekselvirkninger, kunne man let udvide Puppi-Tiomno-Wheeler trekanten til også at omfatte pioner, se figur 3.2b. I de følgende år, med opdagelsen af de såkaldte strange-partikler (både mesoner og baryoner), som også kunne henfalde svagt, blev der lagt et stort arbejde i at undersøge, hvorvidt disse nye mesoner og hyperoner ligeledes kunne beskrives ved en effektiv koblingskonstant, som var sammenlignelig med de allerede kendte. Med de nye partikler stod det også klart, at Puppi-Tiomno-Wheeler trekantens simple struktur ikke længere kunne bibeholdes, og endnu en gang måtte man udvide modellen, som nu i stedet for en trekant blev repræsenteret ved et tetraeder (for yderlig forklaring se [Gell-Mann, M. & Rosenfeld, A.H. (1957), s. 439]). Gell-Mann, en af personerne bag denne model, sagde i 1957:

We have seen, moreover, that the tetrahedron expresses the general features of the experimental situation

[Gell-Mann, M. & Rosenfeld, A.H. (1957), s. 440].

Denne kommentar er meget sigende for, hvordan teoretikerne i denne perioden (i midten af 1950'erne) var i vildrede over, hvordan de skulle få styr på den stadig stigende mængde af observerede svage vekselvirkningsprocesser. Ved en gennemgang af denne periode kan man næsten fornemme, hvordan teoretikerne indtog en plads på sidelinien, og de måtte stille sig tilfredse med at kunne angive teoretiske overslagsberegninger på styrken af de forskellige effektive koblingskonstanter for herefter at tilpasse disse i et praktisk skema, som afspejlede den eksperimentelle situation. Herefter blev bolden så spillet over til de egentlige aktører på scenen - eksperimentalfysikerne i laboratoriet, som med de nye accelerators skulle afklare, hvorvidt tetra-edermodellen, som beskrev de svage vekselvirkninger ud fra en effektiv koblingskonstant, var rigtig eller forkert. Efterhånden som mængden af eksperimentelle resultater for de enkelte henfald voksede, blev det tydeligere, at stort set alle observerede svage henfald kunne beskrives ved en enkelt effektiv koblingskonstant. De teoretiske beregninger af koblingskonstanterne var dog stadig præget af stor usikkerhed, der bl.a. skyldtes anvendelsen af perturbationsteori og *cutoff*-værdier, samt at man som tidligere havde svært ved at afgøre hvilken struktur, der gjorde sig gældende i de forskellige svage processer.³⁶

Med de mange målinger, som indikerede, at der eksisterede en universel koblingskonstant for de svage vekselvirkninger, opstod der et åbentlyst behov for et sammenhængende fænomenologisk billede af de svage vekselvirkninger, som involverede alle kendte leptoner og hadroner. Som nævnt havde man i starten af 1950'erne kun et meget ringe kendskab til hvilke strukturer, der indgik i de svage processer; så før et sådant billede kunne fremlægges, måtte man igennem en periode på næsten ti år, varende fra ca. 1949-1958, hvor man arbejdede på at kortlægge de svage vekselvirkningers struktur. I det følgende vil vi kigge nærmere på denne periode og bl.a. se, hvordan arbejdet med at bestemme strukturen for de svage vekselvirkninger i første omgang så ud til at umuliggøre et samlet billede af de svage vekselvirkninger. Herudover udgør processen med at bestemme strukturen i de svage vekselvirkninger et interessant forløb, hvor flere misvisende eksperimenter fik en afgørende betydning for teoridannelsen for de svage vekselvirkninger.

Puppi-Tiomno-Wheeler trekanten og viderudviklinger heraf afspejlede med hypotesen om en universel struktur for de svage vekselvirkninger en gammel drøm for de fleste teoretikere om, at naturen vælger de simpleste løsninger. På den eksperimentelle side var der, som vi skal se, ingen hjælp at hente - snarere tværtimod. Først skal vi dog se på hvilke strukturer, der er mulige i en teori for de svage vekselvirkninger. Tidligere så vi, at Fermis teori for de svage vekselvirkninger fra 1933 var bygget op omkring rene vektorkoblinger i analogi med QED. Men allerede i 1936 indså George Gamow og Edward Teller, at en Lorentz-invariant kvantefeltteori i princippet kunne opbygges af fem forskellige typer koblingsstrukturer. De fem koblingstyper kaldes:³⁷

³⁶For nærmere detaljer, se [Gell-Mann, M. & Rosenfeld, A.H. (1957)].

³⁷For mere om de forskellige koblingstyper, se [Halzen, F. & Martin, A.D. (1984), kap. 5.6].

S : Skalar	1
P : Pseudoskalar	γ_5
V : Vektor	γ_μ
A : Aksialvektor	$\gamma_5\gamma_\mu$
T : Tensor	$\gamma_\mu\gamma_\nu$

Disse koblinger giver anledning til forskellige typer strømme, f.eks. så vi i afsnittet om QED, at vekselvirkningen her var beskrevet ved en vektorkobling (se afsnit 2.4 formel (2.24)). På samme måde vil f.eks. en aksialvektorstrøm have udseendet:

$$J_\mu = \bar{\psi}\gamma_5\gamma_\mu\psi \quad (3.8)$$

Som tidligere nævnt stod det klart, at Fermis oprindelige teori ikke kunne være helt korrekt på grund af observationen af de såkaldte Gamow-Teller overgange.³⁸ Derfor blev den store eksperimentelle udfordring at afgøre hvilken kombination af de fem koblingsstrukturer, der beskrev β -henfaldet. Da der på dette tidspunkt (i starten af 1950'erne) ikke var grund til at tvivle på paritetens bevarelse, anvendte man kun paritetsbevarende led i det generelle udtryk for β -henfaldet, som derved fik følgende udseende:

$$L_{int.}^{(\beta)} = \sum_{i=S,V,A,T,P} C_i (\bar{\psi}_n O_i \psi_p) (\bar{\psi}_e O_i \psi_{\nu_e}) + h.c \quad (3.9)$$

Her repræsenterer O_i en af de fem typer koblinger, og C_i er den tilhørende koblingskonstant, der bestemmer koblingens styrke. De første resultater, der kom fra undersøgelser af β -henfaldet, pegede i retning af, at nukleonkoblingen måtte bestå af enten S - eller V -koblinger (til at beskrive Fermi-overgangene) sammen med enten T - eller A -koblinger (til at beskrive Gamow-Teller overgangene). Endvidere viste eksperimenter, der havde til formål at bestemme formen på de så kaldte "forbudte" β -spektre, at det sandsynligvis var kombinationerne ST - eller VA -koblinger, der var ansvarlige for β -henfaldet. For at afgøre hvilken af disse kombinationer, der var den korrekte, udførte man målinger af vinklen mellem elektronen e og neutrinoen ν_e i β -henfaldet:³⁹

$$He^6 \rightarrow Lt^6 + e^- + \bar{\nu}_e \quad (3.10)$$

Disse målinger favoriserede koblingen T over A , så den samlede konklusion, ud fra undersøgelserne af β -henfaldet, var altså, at det var ST -koblingen, som var årsag til β -henfaldet.

For at kunne afgøre, om det var muligt, at beskrive de svage vekselvirkninger ved en universel koblingsstruktur, måtte man undersøge strukturen i de andre typer svage henfald. Her var det specielt μ -henfaldet og π -henfaldet, der var relevante, da det var

³⁸Se delen om Fermi teori i afsnit 2.5.

³⁹Se [Rustad, B.M. & Ruby, S.L. (1953)].

de henfald, man havde det største kendskab til. I 1956 havde man følgende status på μ -henfaldet ($\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$). Den generelle struktur var, pr. antagelse, af samme form som β -henfaldet, dvs.

$$L_{int.}^{(\mu)} = \sum_{i=S,V,A,T,P} C_i \left(\bar{\psi}_{\nu_\mu} O_i \psi_\mu \right) \left(\bar{\psi}_e O_i \psi_{\nu_e} \right) + h.c \quad (3.11)$$

Eksperimentelt havde man ved målinger af elektron-spektret i μ -henfaldene opnået en sådan præcision, at man ud fra disse mente at kunne konkludere, at den mest sandsynlige kombination i μ -henfaldet var VA -koblinger, hvilket stod i skærende kontrast til resultaterne fra β -henfaldet. Lidt bedre så det ud med π -henfaldet ($\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$). Her havde man gode argumenter for, at det enten var A - eller P -koblinger, der bidrog til π -henfaldet, hvilket i bedste fald (hvis det vidste sig at være A -koblinger) kunne passe med μ -henfaldet. Situationen i 1956 var altså, at der tilsyneladende, dømt ud fra de eksperimentelle data, var to og måske hele tre forskellige typer koblinger i de tre beskrevne typer svage henfald. Hvis man før troede på idéen om en universel koblingsstruktur, måtte man nu bygge denne tro på andet end de eksperimentelle data, som syntes at umuliggøre enhver sådan tanke.

Som beskrevet i afsnit 3.3 skete der også andre spændende begivenheder i slutningen af 1956. Her tænkes selvfølgelig på opdagelsen af paritetsbrud i de svage vekselvirkninger. Denne opdagelse kom til at få en helt afgørende rolle i processen med at bestemme strukturen for de svage vekselvirkninger og i spørgsmålet om strukturens universelle karakter. Med opdagelsen af paritetsbrud blev tingene umiddelbart en smule mere kompliceret, hvilket skyldtes, at der nu også skulle medtages paritetsbrydende led i den generelle beskrivelse af f.eks. et β -henfald. Dette betød, at der pludselig var dobbelt så mange led, hvilket gav følgende konstruktion for det generelle β -henfald:

$$L_{int.}^{(\beta)} = \sum_{i=S,V,A,T,P} C_i \left(\bar{\psi}_n O_i \psi_p \right) \left(\bar{\psi}_e O_i \psi_{\nu_e} \right) + \sum_{i=S,V,A,T,P} \tilde{C}_i \left(\bar{\psi}_n O_i \psi_p \right) \left(\bar{\psi}_e O_i \gamma_5 \psi_{\nu_e} \right) + h.c \quad (3.12)$$

hvor C_i og $\tilde{C}_i$ repræsenterer hhv. de paritetsbevarende og de paritetsbrydende led. I årene 1957-58 blev der udført en række eksperimenter med henblik på direkte eller indirekte at bestemme størrelsen og sammenhængen mellem de forskellige koblingskonstanter C_i og $\tilde{C}_i$. Et af disse var et eksperiment, som var blevet foreslået af Lee og Yang i den tidligere omtalte artikel *Parity Nonconservation and a Two-Component Theory of the Neutrino*. Dette eksperiment var designet til at skulle afgøre, hvorvidt to-komponents neutrinoteorien var korrekt. I bekræftende fald kunne man vise, at der måtte være følgende sammenhæng mellem de paritetsbevarende og paritetsbrydende led i β -henfaldet:

$$C_S = -\tilde{C}_S \quad C_V = -\tilde{C}_V \quad C_A = -\tilde{C}_A \quad C_T = -\tilde{C}_T \quad C_P = -\tilde{C}_P \quad (3.13)$$

hvilket altså ville genskabe den mere eksperimentelt tilgængelige situation med kun fem uafhængige koblingskonstanter. Eksperimentet, som bestod i at undersøge polariseringen af elektroner udsendt fra en Co^{60} -kilde, blev udført af Fraunfelder et al. i

starten af 1957, og må liggerne gav gode indikationer på, at to-komponent neutrinoteorien var korrekt.⁴⁰ Senere blev der udført andre eksperimenter, som også bekræftede rigtigheden af to-komponent neutrinoteorien.⁴¹ I marts 1957 var status altså følgende for de svage vekselvirkninger: 1). Man havde udvidet teorien således, at den kunne indeholde paritetsbrud 2). Der var gode indikationer på, at to-komponent neutrinoteorien var korrekt 3) Adskillige eksperimenter viste, at de svage vekselvirkninger ikke kunne have en fælles struktur. Netop det sidste udsagn gav tilsyneladende et negativt svar på det spørgsmål, som havde sat det hele i gang: kan de svage vekselvirkninger beskrives ud fra en universel vekselvirkning? Den eksperimentelle situation var dog ikke så afklaret, at sådanne konklusioner kunne retfærdiggøres. Faktisk havde man resultater, som var i direkte modstrid med hinanden.⁴² Blandt andet havde man udført målinger af elektronernes polarisation fra β -henfaldet i A^{35} og fundet, at resultaterne var bedst i overensstemmelse med en VA -kobling, altså den samme type kobling, som man så i μ -henfaldet.⁴³ Som tidligere beskrevet, havde man i et helt tilsvarende eksperiment blot udført på β -henfaldet i He^6 fundet, at resultaterne var bedst i overensstemmelse med en ST -kobling. Det var tydeligvis nødvendigt med flere eksperimenter, før en endelig dom kunne blive afsagt.

På dette tidspunkt, medio 1957, kunne man ikke eksperimentelt bestemme heliciteten af neutrinoen, men man kunne teoretisk vise, at neutrinoens helicitet havde en yderst afgørende rolle for hvilke koblinger, der gjorde sig gældende i de svage vekselvirkninger. Som tidligere nævnt, viste Fraunfelder et al. i starten af 1957, at to-komponent teorien sandsynligvis var korrekt. Denne konklusion var baseret på observationen af, at elektronerne i β -henfaldet fra Co^{60} overvejende var venstrehåndede (havde negativ helicitet). Sammenholdt man dette resultat med heliciteten af neutrinoen, var man i stand til at vise, at hvis neutrinoen var venstrehåndet måtte koblingen i β -henfaldet være VA , og hvis neutrinoen var højrehåndet måtte koblingen derimod være ST . Desværre var man som sagt ikke i stand til at måle heliciteten af neutrinoen (altså at afgøre om den var venstre- eller højrehåndet), hvilket havde kunne afgøre, om det var He^6 - eller A^{35} -eksperimentet, som var forkert. Hvis neutrinoerne viste sig at være venstrehåndede, og β -koblingen dermed var VA , ville det betyde, at en universel struktur for de svage vekselvirkninger ikke ville være udelukket, da de observerede μ -henfald og π -henfald også kunne forklares ved VA -koblingen.

Men nye eksperimentelle resultater blev fremlagt, som tilsyneladende udelukkede en universel koblingsstruktur - endnu engang. En universel VA struktur gav en teoretisk

⁴⁰Se [Fraunfelder, H. et al. (1957)].

⁴¹Se [Goldhaber, M. et al. (1958)] og [Reines, F. & Cowan, C.L. (1959)].

⁴²Se f.eks. [Hafner, E.M. & Presswood, S. (1965), s. 505], som giver et komplet billede af den eksperimentelle situation vedr. strukturen for de svage vekselvirkninger.

⁴³Se [Hermannsfeldt, W. et al. (1957)].

forudsigelse af forholdet mellem henfaldsraterne i de to π -henfald, som var:⁴⁴

$$\frac{\Gamma(\pi^+ \rightarrow e^+ + \nu_e)}{\Gamma(\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu)} \simeq 1.2 \times 10^{-4} \quad (3.14)$$

Dette resultat var en faktor ti højere end den eksperimentelt øvre grænse, som var blevet bestemt i 1957.⁴⁵ Med dette og He^6 resultatet så det ud til, at drømmen om en universel struktur for de svage vekselvirkninger og dermed en samlet universel teori for disse var længere væk end nogensinde. Man kan roligt sige, at der var brug for et særdeles vægtigt teoretisk princip, som kunne favorisere VA -koblingen, hvis der igen skulle sparkes liv i drømmen om en universel teori. Herudover var det også åbenlyst, at der var behov for teoretiske principper, som kunne bringe fysikerne ud af den både komplicerede og forvirrende situation, hvor flere af resultaterne modsagde hinanden og tillige pegede i helt forskellige retninger. Et sådant teoretisk princip kom da også. Og da det endelig blev fremlagt, skete det i hele tre forskellige udgaver af tre forskellige grupper, hvilket gav anledning til en til tider bitter strid om hvem, der kom først. I det næste afsnit vil jeg se på, hvad dette teoretiske princip bestod i, og hvilke konsekvenser, det fik for den videre udvikling af en teori for de svage vekselvirkninger.

Universel $V - A$ teori - Et teoretisk fremskridt

Som tidligere nævnt skete det næste store *spring* i den teoretiske forståelse af de svage vekselvirkninger, ved den 7. Rochester konference. Det var ved denne konference, at man for første gang officielt blev præsenteret for et teoretisk princip, som klart favoriserede en universel VA -kobling. Arbejdet med at finde en passende teoretisk model for strukturen af de svage vekselvirkninger var et interessant emne inden for fysikken, og derfor var det ikke overraskende, at der var tale om flere næsten samtidige teoretiske argumenter for den universelle VA -struktur. VA -strukturen for de svage vekselvirkninger blev mere eller mindre uafhængigt af hinanden foreslået af tre grupper: Marshak og E.C. George Sudarshan, Feynman og Gell-Mann og endelig Jun. J. Sakurai, som alle anvendte forskellige teoretiske indgangsvinkler.⁴⁶

I det følgende vil jeg beskrive de faktiske begivenheder, som førte frem til den senere succesfulde universelle $V - A$ teori. Dog vil Sakurais bidrag kun blive behandlet kursorisk, da dennes bidrag ligger lidt senere rent tidsmæssigt og ikke tilføjer noget

⁴⁴Her er det interessant at bemærke, at Ruderman og Finkelstein allerede i 1949 (altså før opdagelsen af paritetsbrud) beregnede denne værdi [Ruderman, M. & Finkelstein, R. (1949)]. For en teoretisk udledning af dette forhold mellem henfaldsraterne se f.eks. [Halzen, F. & Martin, A.D. (1984), s. 264-267].

⁴⁵Se [Anderson, H.L. & Lattes, C.M.G. (1957)].

⁴⁶Se [Mehra, J. (1994), s. 467]. Herudover skal det nævnes, at Salam så tidligt som 1956, kort efter udgivelsen af Yang og Lees artikel omhandlende et muligt brud af pariteten i de svage vekselvirkninger (altså før den eksperimentelle bekræftelse af dette), var fremme med en idé om, at der skulle gælde γ_5 -invarians for alle leptoner (Salam kaldte det neutrino-gaugen). Som vi skal se, fører dette til en universel $V - A$ teori for leptoner. Salams idé blev dog sønderskudt af Pauli, som ikke kunne lide idéen pga. dens brud på paritet, se [Salam, A. (1979)].

væsentligt nyt i forhold til de to andre artikler.

Sudarshan, topstudent ved det fysiske institut på Rochester universitetet, var ph.d.-studerende hos Marshak, der var meget interesseret i de svage vekselvirkningers fænomenologi. Derfor var det ikke mærkeligt, at Marshak satte Sudarshan til at undersøge, hvorvidt en universel struktur var mulig for alle kendte svage processer. Denne undersøgelse indebar, at Sudarshan fik til opgave at lave en kritisk gennemgang af de mange eksperimentelle forsøg, der var udført i forbindelse med bestemmelsen af koblingsstrukturen for de svage vekselvirkninger, herunder specielt en grundig gennemgang af de forsøg, som var i direkte modstrid med hinanden (dette var faktisk essensen i Sudarshans ph.d.-afhandling). Op til den 7. Rochester konference, afholdt 15.-19. april 1957, var Sudarshan færdig med sine undersøgelser.⁴⁷ Han var kommet frem til, at den eneste mulige struktur, som kunne give en universel fire-fermion vekselvirkning, var en blanding af V - og A -koblinger. Der var dog fire eksperimenter, som var i modstrid med dette, og disse måtte alle gentages for endeligt enten at kunne afkræfte eller bekræfte VA -strukturen.⁴⁸ Disse var:⁴⁹

- a. Vinkelkorrelationen i He^6 β -henfaldet.
- b. Heliciteten af positronen i μ^+ -henfaldet.
- c. Polariserede neutroners β -henfald.
- d. Forholdet mellem henfaldsraterne i de to π -henfald.

Indtil videre havde Sudarshan blot tydeliggjort hvilke eksperimenter, som var afgørende for, om en universel struktur var mulig eller ej. Det vigtige var, at han ud over dette, i samarbejde med Marshak, havde udviklet et teoretisk princip, som i sin enkelthed og skønhed syntes, at lede til en universel VA struktur. Princippet gik ud på, at der i de svage vekselvirkninger skulle gælde, at chiraliteten var bevaret, dvs. der skulle være chiralitets-invarians, også kaldet γ_5 -invarians. Lad os kort skitsere den teori, et sådan krav giver.

Chiralitets-transformationen er defineret som:

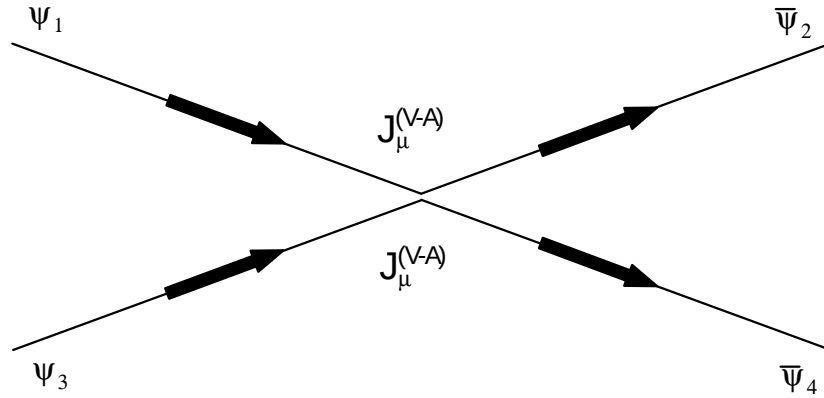
$$\psi \rightarrow \gamma_5 \psi \quad (3.15)$$

hvor γ_5 er 4×4 matricen: $\begin{pmatrix} -\mathbf{I} & \mathbf{0} \\ \mathbf{0} & \mathbf{I} \end{pmatrix}$, og ψ er den sædvanlige Dirac-spinor. Sudarshan og Marshak postulerede nu, at den totale fire-fermion vekselvirkning skulle være invariant under en γ_5 -transformation, udført på en hvilken som helst Dirac-spinor

⁴⁷Sudarshans egen skildring af perioden kan findes i [Brown, L.M. et al. (ed.) (1989), s. 485-494].

⁴⁸Se [Mehra, J. (1994), s. 467-468].

⁴⁹Se [Kabir, P.K. (ed.) (1963), s. 126]. Af de fire nævnte eksperimenter var det kun (a.), som var publiceret [Rustad, B.M. & Ruby, S.L. (1953)] på tidspunktet, hvor Sudarshan skrev artiklen. Senere blev (d.) publiceret [Anderson, H.L. & Lattes, C.M.G. (1957)], mens (b.) og (c.) så vidt jeg ved, aldrig førte til publikationer.



Figur 3.3: Den eneste mulige koblingsstruktur i en chiralitetsinvariant teori er $V - A$, som her er repræsenteret ved strømmen $J_\mu^{(V-A)}$.

ψ , der indgik i vekselvirkningen (også dem, der repræsenterede massive partikler). Dette svarer til, at fire-fermion vekselvirkningen:

$$g (\bar{\psi}_2 O_i \psi_1) (\bar{\psi}_4 O_i \psi_3) \quad \text{hvor } i = S, V, A, T, P \quad (3.16)$$

skal være invariant under transformationen $\psi_i \rightarrow \gamma_5 \psi_i$. Under dette krav er det let at vise, at det kun er V - og A -koblingen, som *overlever*, og man kan endvidere vise, at koblingen bliver $V - A$, dvs.:⁵⁰

$$g [\bar{\psi}_2 \gamma_\mu (1 - \gamma_5) \psi_1] [\bar{\psi}_4 \gamma_\mu (1 - \gamma_5) \psi_3] \quad (3.17)$$

hvor det ses, at koblingen mellem to fermion-partikler består af en vektorstrøm $J_\mu^{(V)} \bar{\psi}_2 \gamma_\mu \psi_1$ og en aksialvektorstrøm $J_\mu^{(A)} = \bar{\psi}_2 \gamma_\mu \gamma_5 \psi_1$. Dette er illustreret på figur 3.3, hvor man ved sammenligning med figur 2.4 kan se forskellene og lighederne mellem Fermis oprindelige vektorteori og så denne universelle $V - A$ teori. Dette teoretisk udledte $V - A$ resultat var kort sagt essensen i Sudarshan og Marshaks arbejde, som i hovedtræk var færdiggjort op til Rochester konferencen i 1957.⁵¹ Nu skulle man derfor tro, at det var Marshak og Sudarshan, som ved denne konference fremlagde dette chiralitetsprincip, som favoriserede $V - A$ strukturen, men det var det overraskende nok ikke. Godt nok var de begge tilstede, men af flere grunde blev disse foreløbige resultater ikke fremlagt. Den primære grund var, at Marshak, som var den eneste, der kunne fremlægge resultaterne, da Sudarshan som studerende ifølge reglerne ikke måtte fremlægge resultater eller komme med kommentarer, var modvilig til at offentliggøre resultaterne, så længe der ikke var et konsistent eksperimentelt billede af, hvilken struktur, der var gældende i de forskellige henfald. Desuden kom det til at spille en afgørende rolle, at Wu ved netop denne konference i den såkaldte fri diskussionsrunde, argumenterede for en VT -kobling i β -henfaldet. Dette fik Paul

⁵⁰Se f.eks. [Mehra, J. (1994), s. 471].

⁵¹Se [Mehra, J. (1994), s. 468].

T. Matthews, en gæsteprofessor ved Rochester Universitet, som af Sudarshan var blevet bedt om at fremlægge deres resultater, til at undlade at gøre dette. Om denne modvillighed mod at fremlægge resultaterne skyldtes, at Marshak ikke ville mod-sige Wu, eller om det var en manglende tro på egen teori, er svært at vide. En ting forekommer dog sikkert, at hvis Sudarshan, som var en ung fremadstormende studerende, havde haft mulighed for at give sit besyv med, havde det ikke kun været Feynman, som ved konferencen havde talt om en mulig universel $V - A$ struktur for de svage vekselvirkninger. Sudarshan selv har senere sagt følgende om denne situation:

But I did not get a chance to present this discovery and had the strange experience of listening helplessly to distinguished scientists puzzling over a problem that I had solved already!

[Sudarshan, E.C.G.].

Skæbnen ville i hvert fald, at det var Feynman, som blev den første til offentligt at fremlægge - omend meget foreløbigt - et princip, som talte for en universel $V - A$ struktur.

Dette princip var, som tidligere nævnt, anderledes end Marshaks og Sudarshans chiralitetsprincip. Feynman, der altid havde haft en forkærlighed for Dirac-ligningen, brugte netop denne ligning som udgangspunkt i sine teoretiske overvejelser vedrørende en universel $V - A$ struktur for de svage vekselvirkninger.⁵² Spørgsmålet, som Feynman stillede sig, var følgende: hvorfor skal der fire komponenter (en Dirac-spinor) til for at beskrive en spin- $\frac{1}{2}$ partikel (fermion) ved Dirac-ligningen, når en spin-0 partikel (boson) kan beskrives med en komponent ved Klein-Gordon ligningen? Den gængse forklaring på, hvorfor man anvender fire-spinorer til at beskrive fermioner er, at man skal bruge to komponenter til at beskrive spinnet og to komponenter til at beskrive hhv. partikler og antipartikler. Med denne argumentation ville man forvente, at en spin-0 partikel skulle bruge to komponenter til at beskrive partikler og antipartikler, og dog anvender man kun én. Grunden til denne tilsyneladende inkonsistens er, at Klein-Gordon ligningen (som spin-0 partikler opfylder) er en andenordens differentiaalligning, mens Dirac-ligningen (som spin- $\frac{1}{2}$ partikler opfylder) er en førsteordens differentiaalligning. Dette ledte Feynman til at undersøge muligheden for at beskrive en spin- $\frac{1}{2}$ partikel ved brug af en to-komponent spinor, som skulle opfylde en andenordens differentiaalligning. Det interessante var nu, at Feynman ved at forfølge denne tankegang kom frem til, at det var muligt at konstruere en sådan teori, hvis man indsatte ledet $1 - \gamma_5$ (eller $1 + \gamma_5$ alt afhængig af, om elektronerne i β -henfaldet var venstre- eller højrehåndet polariserede) foran de sædvanlige fire-spinorer.⁵³ Ifølge Feynman selv, var det Yang og Lees artikel om to-komponent neutriniteori, som ledte ham hen på tankerne om, at der skulle være et $1 - \gamma_5$ led foran spinorerne. Det

⁵²Se [Feynman, R.P. & Gell-Mann, M. (1958), s. 194].

⁵³En sådan teori kan let vises at give samme resultater, som Marshak og Sudarshans chiralitetsteori og fører derfor også til en universel $V - A$ vekselvirkning.

geniale var, at Feynman kunne få kædet dette sammen med, at fermionerne kunne beskrives ved en to-komponent spinor, som opfyldte en andenordens differentialligning. Selv har Feynman denne erindring om, hvad der skete, aftenen før konferencen startede:

So I went upstairs the day before [the session] and went through the paper [Yang & Lee] line by line and I got excited. I saw a combination of $1 - \gamma_5$, and I realized that the right theory must be that it's $1 - \gamma_5$ for all the particles—the muon, the electron, the neutrino, whatever.....Then I really had a prediction. I was going to say that it had to be $1 - \gamma_5$ for every wave function because that was a way of simplifying the equation which I knew about.⁵⁴

R.P. Feynman (1988) [Mehra, J. (1994), s. 464].

I modsætning til Marshak og Sudarshan havde Feynman modet og muligheden for at fremlægge disse teoretiske overvejelser ved konferencen. Dette gjorde Feynman til trods for, at han i realiteten havde samme problemer som Marshak og Sudarshan angående divergerende eksperimentelle resultater. Under fremlæggelsen forklarede Feynman, hvordan teorien virkede for bl.a. myon- og pionhenfaldet, men at teorien ikke kunne være helt korrekt, da den ikke passede med *eksperternes* (indenfor dette område) resultater for β -henfaldet, da disse nu mente, at henfaldet skulle beskrives ved vektor- og tensorskoblinger (jvf. Wus indlæg ved samme konference). Feynman prøvede at løse uoverensstemmelsen med β -henfaldet, men naturligvis uden held, da det senere viste sig, at det var *eksperterne*, som havde taget fejl mht. strukturen af β -henfaldet. Som Feynman selv sagde: "I'll never listen to the experts again!"⁵⁵ Efter forgæves at have forsøgt at redegøre for β -henfaldet tog Feynman i starten af juli et par uger til Brasilien for at holde ferie. I mellemtiden havde Marshak og Sudarshan arbejdet videre med deres γ_5 -invariants, og i starten af juli 1957 fik Marshak arrangeret et møde med deltagelse af: Marshak, Sudarshan, Gell-Mann, Felix Boem og Berthold Stech. Formålet med mødet var at udveksle meninger og idéer vedrørende de svage vekselvirkningers natur. Gell-Mann, der sammen med Arthur Rosenfeld var i gang med at skrive en *review* artikel om de svage vekselvirkninger, kom frem til, at $V - A$ hypotesen fremstod så interessant, at flere eksperimenter måtte udføres for endeligt at klarlægge situationen.⁵⁶ Og dette på trods af, at flere eksperimenter syntes at udelukke hypotesen. Gell-Mann og Rosenfeld skrev i artiklen:

Despite all of the objections to it at the present time [Juli 1957], the UFI hypothesis with V, A coupling seems so attractive that it should perhaps be borne in mind until definitely disproved by experiment.

[Gell-Mann, M. & Rosenfeld, A.H. (1957), s. 434].

⁵⁴I den citerede tekst er det $1 + \gamma_5$, men med min notation for γ_5 bliver det her til $1 - \gamma_5$.

⁵⁵[Mehra, J. (1994), s. 464].

⁵⁶Se [Gell-Mann, M. & Rosenfeld, A.H. (1957)].

Under mødet fremlagde Marshak og Sudarshan hovedpunkterne i deres teori om γ_5 -invarians og Gell-Mann sine synspunkter vedrørende en universel $V - A$ teori for de svage vekselvirkninger. Boehm, som var eksperimentalfysiker, var med til mødet for at kunne briefe om de sidste nye eksperimentelle resultater. Men udover denne rolle kom han også til at spille en anden interessant rolle. Efter mødet tog Gell-Mann på ferie, så da Feynman vendte hjem fra Brasilien, spændt på at høre om eventuelle nye resultater vedrørende strukturen for de svage vekselvirkninger, var det Boehm, som informerede ham. Boehm fortalte Feynman, at som den eksperimentelle situation var lige nu, kunne det lige så vel være V - og A -koblinger som S - og T -koblinger og, at Gell-Mann selv troede, at det sandsynligvis var V og A . Feynman selv beretter, at han med disse nye oplysninger pludselig forstod det hele:

I realized instantaneously that if it would be V and A for the neutron [decay] and if all the decays were the same, that would make my theory right. Everything was V og A , nothing to it!

R.P. Feynman (1988) [Mehra, J. (1994)].

Feynman følte sig nu så sikker på sin teori, at han besluttede at skrive en artikel til *Physical Review*, der skulle omhandle denne teori. Som bekendt blev Gell-Mann medforfatter på artiklen, som fik titlen *Theory of the Fermi Interaction*.⁵⁷ Grunden til at Gell-Mann blev medforfatter på artiklen, var, at han (i forlængelse af sin *review* artikel) selv havde planlagt at skrive en artikel om de svage vekselvirkninger med fokus på strangeness-skiftende overgange, og da de begge var ansat på Caltech, var der enighed om, at det kunne opfattes forkert, hvis der kom to artikler fra samme institut omhandlende næsten identiske emner. Selv sagde Feynman: "We are supposed to be colleagues; let's write it together."⁵⁸ Dette rokkede dog ikke ved, at Feynman følte, at han egenhændigt havde opdaget noget helt nyt, som ingen andre havde kendskab til. Senere anerkendte Feynman dog, at andre (Marshak og Sudarshan) havde haft de samme idéer på samme tidspunkt og måske endda lidt før. Dette fratog dog ikke Feynman glæden ved at have været blandt de første til at opdage en ny lovmæssighed for de svage vekselvirkninger - en ny naturlov, som han selv udtrykte det:

This was nothing like the work of Maxwell or Dirac, but it was the only law of nature I could lay a claim to.

R.P. Feynman (1988) [Mehra, J. (1994), s. 467].

Netop dette, at have opdaget en form for naturlov, var nærmest blevet en besættelse for Feynman, som ikke anså sine tidligere bidrag (før $V - A$ teorien) som noget særligt - blandt disse var udviklingen af *path-integral* formalismen, som han mente

⁵⁷[Feynman, R.P. & Gell-Mann, M. (1958)].

⁵⁸[Mehra, J. (1994), s. 467].

blot var en omskrivning af andres idéer. Om Feynmans arbejde på $V - A$ teorien var så originalt, som han selv beretter, er svært at afgøre, men sikkert er det, at han gennem både Boehm og Gell-Mann havde kendskab til Marshak og Sudarshans arbejde, hvilket alt andet lige må have styrket Feynmans tro på, at hans teori var korrekt. Gell-Mann har efter Feynmans død udtalt:

[In the case of $V - A$], it seems an unreasonable conclusion that the whole thing was really so original since Felix Boehm had told him [Feynman] that several of us already had this idea.

M. Gell-Mann (1989) [Mehra, J. (1994), s. 453].

Med eller uden inspiration fra andre blev artiklen i hvert fald indsendt til *Physical Review*, hvor den blev modtaget den 16. september 1957. Men hvad skete der egentlig med Marshak og Sudarshans chiralitetsprincip? Skæbnen ville, at de den samme dag, 16. september 1957, udsendte et *preprint*⁵⁹ af deres artikel (primært forfattet af Sudarshan), som fik titlen *The nature of the four-fermion interaction*.⁶⁰ Ifølge Sudarshan var artiklen allerede mere eller mindre færdiggjort i starten af juli 1957, altså et par måneder før Feynman og Gell-Manns artikel. Meningen var, at Marshak skulle præsentere teorien ved Padua-Venedig konferencen afholdt 23.-28. september 1957. Tilfreds med endelig at kunne se frem til en offentliggørelse af sin og Marshaks teori, tog Sudarshan til Harvard for at arbejde sammen med Julian Schwinger, en højt estimeret teoretiker. Som Sudarshan senere har sagt⁶¹, var der ingen i Schwingers gruppe, som vidste noget om de seneste fremskridt, der blev gjort inden for de svage vekselvirkninger, dog med undtagelse af én person, den på dette tidspunkt ukendte Glashow, som var ph.d.-studerende hos Schwinger. Fra Glashow hørte Sudarshan, at Feynman og Gell-Mann havde indsendt en artikel til *Physical Review*, der bl.a. indeholdt teoretiske argumenter for, at β -henfaldet måtte være $V - A$ koblinger. Sudarshan, som med rette var nervøs for ophavsretten til idéen om en universel $V - A$ teori, kontaktede straks Marshak, der forsikrede Sudarshan, at deres rettigheder over opdagelsen var beskyttet af den før omtalte *preprint*, udsendt ved Rochester Universitet, samt Marshaks indlæg på Padua-Venedig konferencen. Til dette har Sudarshan senere sagt:

That was a mistake since most people would not acknowledge having seen or heard of our work

[Sudarshan, E.C.G.].

Hvordan kunne noget sådan ske? Før vi kigger nærmere på dette relevante spørgsmål, vil jeg kort beskrive, hvordan den universelle $V - A$ teori fik ryddet op i mængden af fejlagtige eksperimenter.

⁵⁹Et *preprint* er en kopi af den færdige artikel, som bliver sendt rundt i forskermiljøet, så de nyeste resultater kan blive kendt hurtigst muligt af andre forskere. Et *preprint* er ikke blevet *reviewed*.

⁶⁰Se [Kabir, P.K. (ed.) (1963), s. 118].

⁶¹Se [Sudarshan, E.C.G.].

Da Marshak og Sudarshan samt Feynman og Gell-Mann offentliggjorde deres artikler, hhv. Rochester *preprintet* og *Physical Review* artiklen, var den eksperimentelle situation på området stadig meget forvirrende. I Feynman og Gell-Manns artikel kan man læse:

The theory is at variance with the measured angular correlation of electron and neutrino in He^6 , and with the fact that fewer than 10^{-4} pion decay into electron and neutrino.

[Feynman, R.P. & Gell-Mann, M. (1958)].

Tilsvarende udtalelser kan findes i Marshak og Sudarshans *preprint*. På trods af disse uoverensstemmelser med eksperimenterne argumenterede begge grupper for, at en universel $V - A$ teori indeholdt så mange attraktive elementer, at den måtte være rigtig.⁶² Kort tid efter offentliggørelsen af artiklerne begyndte eksperimentalfysikerne at gentage de førnævnte eksperimenter, som var i direkte konflikt med den universelle $V - A$ teori. Dette betød, at man i slutningen af 1957 var sluppet af med to af disse resultater (polariserede neutron-henfald og heliciteten af positronen i μ^+ -henfald), mens der var blevet sået alvorlig tvivl om det tredjes rigtighed (He^6 eksperimentet). Med disse nye resultater stod det mere og mere klart, at de svage vekselvirkninger var dikteret af en universel $V - A$ struktur. Al tvivl om rigtigheden af Feynman-Gell-Manns universelle $V - A$ teori og Marshak-Sudarshans chiralitets-teori forsvandt i september 1958, hvor det sidste eksperiment, som stadig var i alvorlig uoverensstemmelse med $V - A$ teorien (forholdet, mellem henfaldsraterne for pion-henfaldet, se (3.14)), blev bragt i overensstemmelse med den universelle $V - A$ teori.⁶³

Man skulle nu tro, at hæder og ære blev delt ligeligt mellem de to grupper, men sådan skulle det ikke gå. Dette bringer os tilbage til spørgsmålet stillet tidligere: hvordan kunne det videnskabelige miljø næsten glemme Marshak og Sudarshans bidrag? Dette skyldtes primært to ting. For det første var Padua-Venedig konferencen, stort set kun kendt blandt frontforskerne indenfor partikelfysikken, og Marshak og Sudarshans resultater blev derfor kun i ringe grad formidlet ud til det resterende fysikersamfund. Feynman og Gell-Mann valgte derimod at publicere deres resultater i *Physical Review*, som var (og stadig er) et tidsskrift, enhver respektabel fysiker læste for at holde sig orienteret om, hvad der rørte på sig i fysikersamfundet. Denne omstændighed har uden tvivl spillet en afgørende rolle for det manglende kendskab til Marshak og Sudarshans arbejde.

Den anden væsentlige grund har at gøre med, hvornår de to artikler blev publiceret. Til trods for at de to artikler i princippet lå færdige til publikation på samme

⁶²Se [Feynman, R.P. & Gell-Mann, M. (1958), s. 198] og [Sudarshan, E.C.G. & Marshak, R.E. (1958), s. 1861].

⁶³Teorien blev anset som værende rigtig på det fænomenologiske plan, men som vi skal i afsnit 3.7, kunne teorien ikke være en fundamental teori for de svage vekselvirkninger. Det rigtige forhold mellem henfaldsraterne for pion-henfaldet blev bestemt i [Fazzini, T. et al. (1958)].

tid (16. september 1957) var der afgørende forskel på, hvornår de faktisk blev udgivet. Feynman og Gell-Manns artikel udkom i det første januar nummer af *Physical Review* i 1958, mens Marshaks og Sudarshans *preprint*, der skulle udkomme i konference rapporten til Padua-Venedig konferencen, først blev udgivet i 1959 på grund af betydelige forsinkelser i udgivelsen af konference rapporten. Marshak og Sudarshan, der godt kunne se, at de måtte reagere for at få deres opdagelse frem, mens den stadig havde nyhedens interesse, indsendte, den 13. januar 1958, en artikel (*Letters to the editor*) med samme titel som *preprintet* til *Physical Review*.⁶⁴ I denne fulgte de op på deres tidligere *preprint* med de nyeste resultater, der var kommet til siden Padua-Venedig konferencen. Denne artikel kom med i marts nummeret af *Physical Review* i 1958 - altså godt to måneder efter Feynman og Gell-Manns artikel. For den langt overvejende del af fysikerne kom det derfor til at fremstå, som om Feynman og Gell-Manns artikel var den primære artikel med det resultat, at ingen tog særlig notits af Marshaks og Sudarshans artikel. Summen af disse to omstændigheder gjorde, at de aldrig rigtig fik den brede anerkendelse for deres arbejde, som de havde fortjent.

For Marshak, som på dette tidspunkt allerede var en internationalt kendt fysiker, betød den manglende anerkendelse ikke så meget. Marshak beklagede sig i hvert fald yderst sjældent offentligt over denne episode. Anderledes stod det til med Sudarshan, der som en 26 årig fremadstormende fysiker inderligt ønskede at gøre en stor opdagelse, der kunne placere ham blandt eliten af fysikteoretikere. Episoden efterlod Sudarshan bitter på det fysikersamfund, som han følte valgte at ignorere hans prioritet på opdagelsen af den universelle $V - A$ teori. Sudarshan har senere sagt:

But many people chose to ignore it [$V - A$ teori]. In my childhood I was told that: You can wake up a sleeping person, but you cannot do anything about a person who pretends to be asleep.

[Sudarshan, E.C.G.].

Ved adskillige lejligheder siden hen har han da heller ikke undladt at gøre opmærksom på sin utilfredshed omkring denne episode.⁶⁵ Med speciel henvisning til Feynman og Gell-Manns artikel har han sagt:

Anyone who read our paper and the beautiful paper by Gell-Mann and Feynman could not fail to notice the essential difference. We analyzed the data and pointed to the inevitable choice of the Chiral $V - A$ form despite contradicting experiments, while they knew our work and elaborated on its elegance and they added the important concept of conserved vector current.

[Sudarshan, E.C.G.].

⁶⁴[Feynman, R.P. & Gell-Mann, M. (1958)].

⁶⁵Se f.eks. [Mehra, J. (1994), s. 477].

Ved sammenligning af de to artikler er det tydeligt at se, hvorfor Sudarshan havde denne holdning. Feynman og Gell-Mann artiklen indeholder, ud over $V - A$ argumentet, utroligt mange gode observationer og betragtninger, som bygger på $V - A$ teorien (i næste afsnit skal vi se på to af dem). Disse betragtninger, ud over $V - A$ teoriens kerne, findes ikke i Marshak og Sudarshan artiklen, som til gengæld gør meget ud af at analysere tilgængeligt eksperimentelt materiale for at underbygge deres chiralitetsteori og dermed også $V - A$ teorien.

Jeg startede med at sige, at der var tre grupper, som man i dag nævner, når snakken falder på den universelle struktur for de svage vekselvirkninger. Det sidste af disse bidrag var Sakurais artikel *Mass Reversal and Weak Interactions*⁶⁶, som kom lidt senere end de to andre. Sakurais artikel var blevet til efter en længere samtale med Marshak, som inspirerede Sakurai til at udvikle sin egen version af en universel $V - A$ teori for de svage vekselvirkninger. I artiklen kan man i slutningen læse:

The present investigation is directly stimulated by conversations the author [Sakurai] had with professor R. E. Marshak

[Sakurai, J.J. (1958)].

Artiklen byggede på et helt nyt princip, der blev kaldt masseinvarians, og det førte ligesom de to andre fremgangsmåder (Feynman og Gell-Manns samt Marshak og Sudarshans) til en universel $V - A$ struktur for de svage vekselvirkninger.⁶⁷

Med alt den polemik omkring hvem, der opdagede hvad, er det værd at bemærke sig, at Schwinger allerede i 1957 publicerede artiklen: *A Theory of the Fundamental Interactions*⁶⁸, som bl.a. indeholdt en $V - A$ struktur for de svage vekselvirkninger. Han troede dog ikke selv på sin teori, da den ikke stemte overens med eksperimenterne (paritet m.m.). Schwingers artikel er på denne baggrund specielt interessant mht. at vurdere hvilke eksperimentelle resultater, som kan få selv teoriens ejermand til at tvivle. Hvor Schwingers teori var oppe i mod paritetsbevarelsen og tabte, var Gell-Mann og Feynman samt Marshak og Sudarshans teorier oppe imod mindre uoverensstemmelser (de fire tidligere omtalte eksperimenter) og sejrede. Selv om det ikke blev Schwinger, som slog igennem med en ny teori for de svage vekselvirkninger, er det hævet over enhver tvivl, at han skrev en artikel, der indeholdt elementer af næsten alle de begreber, som senere skulle danne rammen om en elektrosvag teori (se afsnit 3.8). For en interessant gennemgang af Schwingers artikel se [Mehra, J. & Milton, K.A. (2000), kap. 12].

I den videre færd frem mod den elektrosvage teori har jeg valgt at tage udgangspunkt i Feynman og Gell-Manns artikel, der som nævnt indholdt andet end blot argumentet for en universel $V - A$ struktur.

⁶⁶Se [Sakurai, J.J. (1958)]. Artiklen blev indsendt til Nuovo Cimento 31. oktober 1957, og trykt i marts udgaven af tidsskriftet, hvilket faktisk var samtidig med Marshak og Sudarshans opfølgningsartikel, der som nævnt udkom i *Physical Review*.

⁶⁷Se f.eks. [Mehra, J. (1994), s. 473].

⁶⁸[Schwinger, J. (1957)].

3.6 Nye begreber

Ud over selve argumentet for en $V - A$ teori indeholdt Feynman og Gell-Manns artikel i hvert fald to idéer, som senere skulle vise sig at blive retningsvisere for den videre udvikling af en teori for de svage vekselvirkninger.⁶⁹ Disse er:

A Strøm-strøm vekselvirkning med en mulig massiv vektormeson som kraftoverfører.

B Bevaret vektorstrøm i de svage vekselvirkninger.⁷⁰

Lad os på, hvad der nærmere ligger bag disse to overskrifter.

A: I artiklen skriver Feynman og Gell-Mann:

We have adopted the point of view that the weak interactions all arise from the interaction of a current J^μ with itself, possibly via an intermediate charged vector meson of high mass.

[Feynman, R.P. & Gell-Mann, M. (1958)].

Ser vi i første omgang bort fra Feynman og Gell-Manns hypotetiske massive vektor-boson, kan deres idé om, at de svage vekselvirkninger skyldes en ladet vekselvirkningsstrøm J^μ udtrykkes ved Lagrange-funktionen:

$$L_{weak} = J^\mu J_\mu^\dagger \quad (3.18)$$

hvor

$$J^\mu = \bar{\psi}_p \gamma^\mu (1 - \gamma_5) \psi_n + \bar{\psi}_\nu \gamma^\mu (1 - \gamma_5) \psi_e + \bar{\psi}_\nu \gamma^\mu (1 - \gamma_5) \psi_\mu + \dots \quad (3.19)$$

Her repræsenterer de tre led i (3.19) de strømme, som bl.a. giver anledning til β -henfaldet, μ -henfaldet og μ -indfangning. Som tidligere nævnt vekselvirker de såkaldte strange-partikler også svagt, hvilket må betyde, at (3.19) ikke kan redegøre for alle svage processer. F.eks. er strangeness-henfaldet (Λ er en strange-partikel):

$$\Lambda \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e \quad (3.20)$$

ikke omfattet af (3.19). Den logiske konsekvens af dette var, at Feynman og Gell-Mann adderede en strangeness-strøm: $j_{(S)}^\mu = \bar{\psi}_p \gamma^\mu (1 - \gamma_5) \psi_\Lambda$, til den totale svage strøm (3.19). Med dette led inkluderet kunne de bl.a. redegøre for henfaldet (3.20), samt en række andre processer, som involverede strange-partiklen Λ . På samme måde var det muligt at addere andre tilsvarende led for at redegøre for de øvrige observerede svage strange processer.⁷¹ Det er i øvrigt værd at bemærke, at der i den totale strøm (3.19) ikke indgår neutrale strømme. I artiklen skriver de:

⁶⁹Vigtig var også deres diskussion om muligheden for bevaret aksial-vektorstrøm, som senere førte til den såkaldte *delvist bevarede aksial-vektorstrømshypotese*.

⁷⁰Man taler også om CVC-hypotesen (*Conserved Vector Current*).

⁷¹Dvs. led der indeholdt strange-partiklen Σ .

We deliberately ignore the possibility of a neutral current, containing terms like $(\bar{e}e)$, $(\bar{\mu}e)$, $(\bar{n}n)$ etc., and possibly coupled to a neutral inter-mediated field. No weak coupling is known that requires the existence of such an interaction.

[Feynman, R.P. & Gell-Mann, M. (1958), s. 197].

Metoden med at opbygge den totale strøm (3.19) ud fra de svage processer, man observerer, er set fra et teoretisk synspunkt selvfølgelig ikke optimal, da intet i teorien indikerer, om et led skal med ej. Heldigvis havde man siden opdagelsen af strange-partiklerne arbejdet med udvalgsregler for bl.a. strange-partiklerne. Disse udvalgsregler anvendte Feynman og Gell-Mann i deres teori til at give en begrundelse for, hvorfor visse led skulle medtages i den totale strøm (3.19), mens andre ikke skulle.⁷²

Med hensyn til eksistensen af ladede massive vektorbosoner blev dette nævnt som en mulighed, men idéen blev ikke videre forfulgt af hverken Feynman eller Gell-Mann. Dette var der til gengæld andre, der gjorde, hvilket vil være emnet for afsnit 4.1.

Selve idéen med, at de svage vekselvirkninger kunne skrives på en form i stil med (3.18), skulle få lov at overleve, mens andre ting skulle ændre sig radikalt. Herunder den mulige eksistens af en neutral svag strøm og hele spørgsmålet om hvilke partikler, som var fundamentale (kvark-hypotesen fremsat i 1964 gav en helt ny forståelse af hvilke partikler, der var fundamentale).

B: Et andet væsentligt begreb, som Feynman og Gell-Mann indførte, var idéen om en bevaret vektorstrøm i de svage vekselvirkninger.⁷³ Men hvorfor havde man brug for, at vektordelen i $V - A$ strømmen var bevaret? Svaret skal findes i følgende observation: trods helt fundamentale forskelle ved β -henfaldet og μ -henfaldet viste eksperimenterne, at koblingskonstanterne var lig hinanden inden for en margin af kun 2 procent.⁷⁴ Lad os se lidt nærmere på dette. β -henfaldet involverer som bekendt en proton eller en neutron, der ud over at vekselvirke svagt også vekselvirker stærkt med bl.a. pionerne (i det følgende ignorerer vi elektromagnetiske bidrag). Dette betyder, at en neutron kun i en brøkdel af sin levetid eksisterer som en "bar" neutron, resten af tiden optræder den som en fysisk, eller det man kalder en "påklædt" neutron.⁷⁵ Denne kendsgerning gør, at der i teorien eksisterer to koblingskonstanter for β^- -henfaldet: en effektiv når neutronen er "påklædt", og en indre når den er "bar". I praksis vil det dog altid være den "påklædte" koblingskonstant, man måler, da man ikke kan "slukke" for de stærke vekselvirkninger. For myonen derimod, vil man forvente, at den effektive koblingskonstant vil være lig med den indre, da myonen ikke vekselvirker

⁷²F.eks. havde man udvalgsreglen $\Delta S = \pm 1$ (dvs. ændringen af strangeness er begrænset til ± 1). En anden væsentlig udvalgsregel var $\Delta S/\Delta Q = +1$, hvor Q er ændringen af den hadroniske ladning. Ud fra disse udvalgsregler kunne man begrænse mængden af led i (3.19).

⁷³Faktisk kan idéen om en bevaret vektorstrøm føres tilbage til 1955, hvor Gershtein og Zeldovich var inde på idéen uden at tillægge den nogen større betydning. Se [Mehra, J. (1994), s. 476].

⁷⁴Se [Feynman, R.P. & Gell-Mann, M. (1958), s. 196].

⁷⁵Dvs., at den eksisterer som en proton med en negativ pionsky omkring sig eller som en neutron med en neutral pionsky omkring sig osv..

stærkt. Ud fra disse simple betragtninger vil man ikke forvente, at β -henfaldet og μ -henfaldet har samme effektive koblingskonstant, hvilket jo netop er det, man observerer. For at forklare dette foreslog Feynman og Gell-Mann, at vektordelen af koblingskonstanten var ens for de to henfald, hvilket kunne forklares ud fra bevarelsen af vektorstrømmen.⁷⁶ Dvs. at der eksisterede en negativt ladet vektorstrøm j_μ^- og en positivt ladet vektorstrøm j_μ^+ , som begge var bevaret. Idéen kom ikke ud af den blå luft, men som så ofte før fra QED, hvor et helt tilsvarende fænomen gjorde sig gældende.⁷⁷ Her var der selvfølgelig tale om en neutral bevaret vektorstrøm, som vi i det følgende vil kalde j_μ^0 . Ved at inkludere den elektromagnetiske strøm havde man i alt tre bevarede strømme, som dannede en isotopisk triplet af strømme ($j_\mu^-, j_\mu^0, j_\mu^+$). Selv om der var vægtige forskelle mellem den elektromagnetiske og den svage strøm (førstnævnte bevarer strangeness og paritet i modsætning til sidstnævnte), var der her måske et hint om en mulig sammenhæng mellem de elektromagnetiske og de svage vekselvirkninger.

3.7 $V - A$ teoriens utilstrækkeligheder

Lad mig starte med at slå fast, at den universelle $V - A$ teori var en af de største teoretiske landvindinger inden for de svage vekselvirkninger, og i tiden efter dens accept fejrede teorien den ene triumf efter den anden. Med det sagt, kan vi med god samvittighed se på de områder, hvor $V - A$ teorien viste sig at være utilstrækkelig. Allerede fra starten var det klart, at $V - A$ teorien i bedste fald kun var en god fænomenologisk teori. Dette skyldtes, at de tidligere omtalte problemer fra Fermis teori (her tænkes på uendelighederne fra højereordensdiagrammerne og første ordens bruddet af unitaritet ved høje energier (se afsnit 2.6)), fulgte med over i $V - A$ teorien. Disse to problemer var alvorlige, i og med at de viste, at $V - A$ teorien ligesom dens forgænger Fermi teorien, brød sammen når den blev presset ud over de første approksimationer og de laveste energier.

Et andet problem ved $V - A$ teorien var, at den empirisk observerede udvalgsregel for strangeness-skiftende henfald: $\Delta I = \frac{1}{2}$, ikke umiddelbart kunne forenes med strømstrøm formen for vekselvirkningen (se (3.18)), som var udgangspunktet i Feynman og Gell-Manns $V - A$ teori. Faktisk kunne man vise, at hvis $\Delta I = \frac{1}{2}$ reglen skulle gælde, var det nødvendigt at indføre en neutral strøm udover de to ladede strømme j_μ^- og j_μ^+ . Problemet med en neutral strøm var, som Feynman og Gell-Mann havde påpeget, at neutrale strømme ikke var blevet observeret, hvilket gjorde idéen problematisk. Som vi skal se i næste afsnit, afholdt det dog ikke fysikerne fra at opstille modeller, hvori der indgik neutrale strømme.

En anden vigtig udvalgsregel for de svage vekselvirkninger var $\Delta S/\Delta Q = +1$ reglen, som i modsætning til $\Delta I = \frac{1}{2}$ reglen var indbygget i Feynman og Gell-Manns $V - A$ teori. På denne måde blev spørgsmålet om, hvorvidt udvalgsreglen $\Delta S/\Delta Q = +1$ var

⁷⁶Se [Mehra, J. (1994), kap. 21.7].

⁷⁷Se [Mehra, J. (1994), kap. 21.7a].

rigtig, til en direkte test for $V - A$ teoriens gyldighed. I 1962 rapporterede adskillige eksperimentelle grupper, at de havde observeret alvorlige brud på $\Delta S/\Delta Q = +1$ reglen, hvilket en overgang så ud til at rette et alvorligt anslag mod $V - A$ teorien. Senere viste det sig dog, at resultaterne var fejlagtige, men tvivlen om $\Delta S/\Delta Q = +1$ reglens gyldighed og dermed $V - A$ teoriens gyldighed nåede dog at skabe en vis furor i det fysiske miljø.⁷⁸

Sidst, men ikke mindst, var det i starten af 1960'erne blevet mere og mere tydeligt, at den universelle $V - A$ teori ikke var helt så universel, som man først havde antaget. I de såkaldte semi-leptoniske henfald viste det sig, at henfald, som involverede strangeness, var en faktor tyve svagere end de henfald, som ikke involverede strangeness. I starten troede man, at forskellene kunne forklares ud fra renormaliseringseffekter, som opstod pga. de stærke vekselvirkninger, men det stod hurtigt klart, at disse ikke kunne producere en så stor systematisk reduktion.⁷⁹ Løsningen på dette problem blev givet i 1963 af Nicola Cabbibo, som ved at indføre den såkaldte Cabbibo-vinkel θ , kunne forklare de systematiske forskelle mellem de to typer henfald.⁸⁰

Samler vi ovenstående betragtninger vil en rimelig konklusion være, at $V - A$ teorien, på trods af sin betydelige succes som fænomenologisk teori, ikke var en teori, som formåede at trække kvantefeltteoriformalismen ud af den krise, som den siden starten af 1950'erne havde befundet sig i. I næste kapitel skal vi se, hvordan forsøgene på at kurere $V - A$ teorien for dens skavanker førte fysikerne nærmere en forenet teori for de elektromagnetiske og de svage vekselvirkninger, og hvordan dette ligeledes bragte gaugeteoriene ind i varmen.

⁷⁸Se [White, D.H. & Sullivan, D. (1979)].

⁷⁹Se [Marshak, R.E. (1952), s. 43].

⁸⁰Se eksempelvis [Pais, A. (1986), s. 563-564].

Kapitel 4

Den elektrosvage teori formes

4.1 IVB-teori, fordele og ulemper

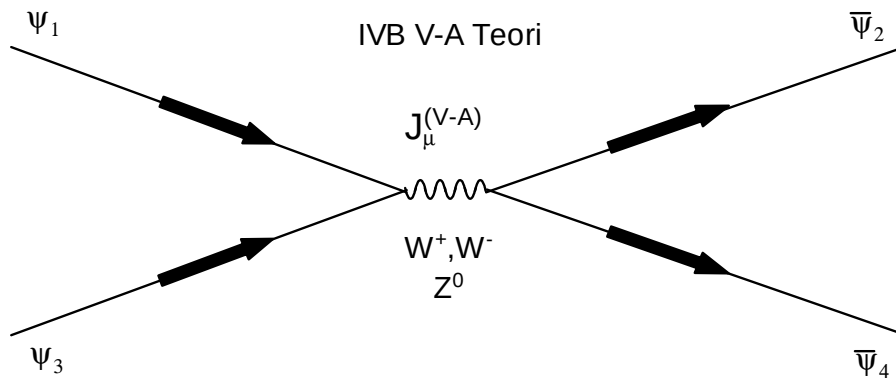
I dette afsnit skal vi se på fordelene og ulemperne ved IVB (*Intermediate Vector Bosons*)-teorierne, en type teorier, som en række fysikere håbede kunne løse to af de fundamentale problemer ved $V - A$ teorien (at den ikke var renormaliserbar samt førsteordens bruddet af unitaritet).¹ Lad os starte med at se på, hvorfor man troede, at IVB-teorier kunne løse problemerne i $V - A$ teori.

Problemet med Fermis teori, $V - A$ teori og for den sags skyld alle punktvekselvirkningsteorier er, at de tilhørende koblingskonstanter ikke er dimensionsløse, sådan som det f.eks. er tilfældet med koblingskonstanten i QED. Det var derfor nærliggende at se på, hvorfor koblingskonstanten er dimensionsløs i QED. Man indså hurtigt, at det skyldtes, at den elektromagnetiske vekselvirkning ikke er en punktvekselvirkning, men at den bliver overført via udvekslingen af masseløse vektorbosoner (spin-1 partikler), hørende til et vektorfelt - i dette tilfælde er der tale om fotonfeltet A_μ . Idéen var nu at indføre tilsvarende felter i $V - A$ teorien, som skulle overføre den svage kraft gennem udvekslingen af massive partikler. Som vi tidligere har set i afsnit 2.5, foreslog Yukawa allerede i 1935 en lignende teori, hvor de såkaldte U -partikler, der var spin-0 partikler og altså ikke vektorpartikler, overførte den svage vekselvirkning. Senere kom også Kleins teori, der, som nævnt i afsnit 2.5, var konstrueret således, at kræfterne blev overført af spin-1 partikler. Idéen var altså ikke ny. Nyt var det dog, at teorien skulle indeholde en universel $V - A$ struktur, som fastlagde, at W -partiklerne skulle være vektorpartikler. Heraf kunne man med en negativt ladet W^- samt en positivt ladet vektorpartikel W^+ reproducere den universelle $V - A$ struktur.²

Desuden var det også klart, at W -partiklerne måtte have en meget stor masse (~ 80 GeV) for at være i stand til at redegøre for de svage vekselvirkningers kortrækkende

¹Se [Pickering, A. (1984), s. 165].

²Se [Pickering, A. (1984), s. 165].



Figur 4.1: Her ses et diagram, som viser strukturen ved en IVB-teori for de svage vekselvirkninger. W^+ og W^- er de to ladede vektorbosoner, mens Z^0 er den neutrale vektorboson.

natur. Med så stor en masse udgjorde det ikke et problem, at man ikke havde observeret partiklerne, da de energier, som skulle til, var langt uden for rækkevidde af datidens accelerators. På figur 4.1 er vist, hvordan strukturen af en IVB-teori ser ud. Med indførslen af IVB blev koblingskonstanten i $V - A$ teorien dimensionsløs, og håbet var nu, at teorien med denne ændring ville *opføre sig pænt*. Desværre viste det sig hurtigt, at vektorbosonerne selv, eller mere præcist tilstedeværelsen af deres masse, gav anledning til nye uendeligheder og nye brud på unitaritet. Herudover gav IVB-teorierne anledning til nye problemer. Ifølge simple beregninger skulle myonhenfaldet $\mu \rightarrow e + \gamma$, som opfyldte alle kendte bevarelseslove, have et langt større tværsnit end det, man eksperimentelt fandt.³ En måde, denne uoverensstemmelse kunne løses på, var at postulere eksistensen af to forskellige typer neutrinoer, hhv. en elektron neutrino ν_e og en myon neutrino ν_μ . Først i 1962 blev det eksperimentelt bekræftet, at der var tale om to typer neutrinoer, og herefter fandtes der ikke længere nogen uoverensstemmelse her, som kunne bruges som argument imod, at en IVB-teori kunne beskrive de svage vekselvirkninger.⁴ Et andet problem med IVB-teorierne, som var af mere forståelsesmæssig karakter, var, at der ikke var en simpel forklaring på, hvordan svage henfald, som f.eks. pion-henfaldet, $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$, kunne finde sted gennem udvekslingen af ladede vektorbosoner. Man kunne godt beregne tværsnittet for henfaldet, men det var først med indførelsen af kvark-hypotesen i 1964, at man var i stand til at give en tilfredsstillende forklaring på denne type henfald.

Et af de helt centrale punkter i debatten om IVB-teorier var, om muligheden for at indføre neutrale IVB skulle udnyttes. Som tidligere nævnt kunne eksistensen af en neutral vektorboson Z^0 redegøre for $\Delta I = \frac{1}{2}$ udvalgsreglen, som vi før har set

³Se f.eks. [Marshak, R.E. (1993), s. 23].

⁴Postuleringen af to typer neutrinoer førte allerede i 1959 til, at bl.a. Marshak foreslog, at der for de svage vekselvirkninger gjaldt baryon-lepton symmetri. Dette førte senere til en symmetri mellem kvarker og leptoner, som kom til at spille en stor rolle i den færdige version af den elektrosvage teori, se [Marshak, R.E. (1993), s. 24-26].

ikke var en naturlig del af den universelle $V - A$ teori. Dette var naturligvis en god grund til at undersøge muligheden for at konstruere en IVB-teori, hvor der ud over de ladede vektorbosoner W^- og W^+ , også eksisterede en neutral vektorboson Z^0 . At eksistensen af Z^0 gav anledning til processer, som man ikke havde observeret, var selvfølgelig et problem, men fremtidige eksperimenter kunne måske ændre på dette.

Det mest interessante perspektiv ved undersøgelsen af IVB-teorierne var dog, at denne type teorier åbnede op for muligheden for, at de svage vekselvirkninger kunne beskrives ved en gauge-teori, hvilket i lang tid havde været utænkeligt. I afsnit 2.2, der omhandler gauge-teorier, så vi, at kræfterne i en gauge-teori blev overført af de såkaldte gaugebosoner, som var spin-1 partikler, altså vektorbosoner. Netop det, at udvekslingspartiklerne er spin-1 partikler, er en absolut nødvendighed for, at den bagvedliggende teori kan være en gauge-teori (af denne grund kunne f.eks. Yukawas teori ikke være en gauge-teori). En anden konsekvens ved en gauge-teori er, at antallet af vektorbosoner i en given gauge-teori er bestemt af gaugesymmetrien. Dette betyder, at der eksempelvis ikke kan være to vektorbosoner i en gauge-teori, hvilket altså vil sige, at en IVB-teori med kun W^- - og W^+ -bosonerne ikke kan være en gauge-teori. Med en neutral vektorboson Z^0 vil man derimod opnå en $SU(2)$ gaugestruktur, en struktur, som vi tidligere har set realiseret i Yang-Mills gauge-teori for de stærke vekselvirkninger fra 1954. Skulle de svage vekselvirkninger beskrives ved en gauge-teori, var det altså helt nødvendigt at indføre en neutral vektorboson. Hvis man nu troede på, at gauge-teorier var løsningen, var det umiddelbare spørgsmål, om hvorvidt den neutrale gaugeboson skulle identificeres som enten værende den allerede kendte foton γ og derved give anledning til en slags elektrosvag teori, eller som værende en ny neutral massiv vektorboson Z^0 , som overførte neutrale svage strømme. Dette relevante spørgsmål kommer vi nærmere ind på i næste afsnit.

Som det fremgår af ovenstående var der både argumenter for og imod idéen om at udbygge den universelle $V - A$ teori til en IVB-teori. Klart stod det i hvert fald, at IVB ikke umiddelbart kunne løse $V - A$ teoriens fundamentale problemer (uendeligheder og brud af unitaritet). På den anden side indbød IVB-teoriens struktur til interessante teoretiske betragtninger som eksempelvis gaugestrukturer, neutrale strømme og forening af den elektromagnetiske og svage vekselvirkning. Udfaldet af disse betragtninger blev, at den overvejende del af fysikerne stillede sig tilfredse med den universelle $V - A$ teori, mens en mindre gruppe af entusiastiske feltteoretikere og deres studerende i slutningen af 1950'erne og gennem 1960'erne fortsatte jagten på en mere fundamental teori for de svage vekselvirkninger.⁵ Som vi skal se, kom der en række interessante teorier ud af dette arbejde.

⁵Se eksempelvis [Pickering, A. (1984), s. 165].

4.2 Forskellige typer af IVB-teorier

Den følgende gennemgang af forskellige IVB-teorier er på ingen måde en fuldstændig oversigt over de IVB-teorier, som blev foreslået i slutningen af 1950'erne og op gennem 1960'erne, men snarere min vurdering af, hvilke teorier, idéer og personer, som jeg mener, er af særlig betydning for at forstå vejen frem mod den elektrosvage teori.

For bedre at kunne forstå hvilke motivationer og indgangsvinkler, som har ligget til grund for de forskellige typer IVB-teorier, har jeg valgt at inddele IVB-teorierne i tre typer: **Kemmer-Bludman teorier**, **Schwinger-Glashow teorier** og **Salam-Ward teorier**. Overordnet set repræsenterer Kemmer-Bludman en type teori, hvor udgangspunktet er en $SU(2)$ struktur, der kun redegør for de svage vekselvirkninger, mens Schwinger-Glashow og Salam-Ward repræsenterer en type teorier, hvor udgangspunktet igen er en $SU(2)$ struktur, men som udover de svage vekselvirkninger også inddrager den elektromagnetiske vekselvirkning. Jeg har dog valgt at inddele de IVB-teorier, som vedrører både den svage og elektromagnetiske vekselvirkning i to typer: Schwinger-Glashow teorier og Salam-Ward teorier. Grunden hertil er, som vi skal se, at motivationen bag Glashows teorier var helt forskellig fra den, som lå bag Salam og Wards teorier. Lad os se lidt nærmere på de enkelte typer teorier.

Kemmer-Bludman teorier

Allerede i 1937 foreslog Nicholas Kemmer i artiklen *Field Theory of Nuclear Interactions*⁶, at der udover de ladede Fermi-processer også eksisterede et neutralt felt - han kaldte dette for CIH (*Charge-Independent-Hypothesis*) hypotesen. Kemmer var godt klar over, at han ved at indføre et neutralt felt i Fermi-teorien, ville få resultater, der ikke passede med de observerede, og han understregede da også derfor, at hans teori kun var en model, som måske kunne bruges i andre sammenhænge. Det vigtige var, at Kemmer i princippet havde konstrueret en udgave af Fermis teori, der var invariant under en global $SU(2)$ symmetri, og som derfor bestod af to ladede strømme samt en neutral strøm.

En videreudvikling af Kemmers teori blev tyve år senere givet af Sidney Bludman⁷, som i artiklen *On the Universal Fermi Interaction*.⁸ fra 1958 foreslog, at de vekselvirkende bosoner i den svage vekselvirkning var gaugepartiklerne fra en $SU(2)$ Yang-Mills teori. Essensen i Bludmans teori var at opbygge en teori for de svage vekselvirkninger, som anvendte Yang-Mills teoriens struktur. Ved at kræve, at teorien skulle være invariant under en $SU(2)$ gaugesymmetri, fremkom der udover to ladede vektorbosoner også en neutral vektorboson, som Bludman identificerede som en neutral svag strøm. Senere har Bludman selv sammenfattet sit bidrag således:

⁶[Kemmer, N. (1937)].

⁷Om Bludman havde kendskab til Kemmers teori er uvist.

⁸[Bludman, S.A. (1958)].

My own derivation followed from what I called Fermi gauge invariance, generated by charged-raising and charge-lowering chiral Fermi charges F^+ , F^- . If the algebra of generators is to close, then neutral Fermi charges $2iF^0 = [F^+, F^-]$ are required, that is, $SU(2)_L$ is the minimal symmetry of the Fermi interactions. I went on to impose this symmetry locally and was led to an $SU(2)_L$ triplet of gauge bosons, $W^{\pm,0}$, coupled to a triplet of chiral Fermi currents $F_{\mu}^{\pm,0}$. This chiral gauge theory predicted weak neutral currents of exact $V - A$ form and the same strength as the weak charged currents.

S. Bludman (1997) [Hoddeson, L. et al. (ed.) (1997), s. 404].

Retrospektivt set var det vigtige i Bludmans bidrag, at han viste, at man ved anvendelsen af en eksakt $SU(2)$ gaugesymmetri kunne reproducere den universelle $V - A$ vekselvirkning. Dette betød, at Yang-Mills teorien, der oprindeligt var en teori for de stærke vekselvirkninger, nu udgjorde fundamentet til en teori for de svage vekselvirkninger. Når dette er sagt, skal det også nævnes, at Bludmans teori indeholdt åbenlyse svagheder, heriblandt at man ikke havde observeret en neutral svag strøm, samt at masserne af gaugebosonerne, i modstrid med det observerede, måtte være nul for ikke at bryde teoriens gaugeinvarians. Derudover var Bludmans teori ikke renormaliserbar. I dag ved vi, at man faktisk ikke kan konstruere en renormaliserbar gaugeteori for de svage vekselvirkninger, hvilket dog ikke udelukker en renormaliserbar gaugeteori for de elektrosvage vekselvirkninger!

Bludmans motivation for at bruge en eksakt $SU(2)$ gaugesymmetri til at beskrive de svage vekselvirkninger har han selv karakteriseret således:

Exact symmetries were useful in classifying fields and particles, and were most satisfying aesthetically. For these reasons I tended to avoid hadron physics and concentrated on weak interactions where, I was convinced, exact symmetries were to be found.

S. Bludman (1997) [Hoddeson, L. et al. (ed.) (1997), s. 406].

Som vi skal se, var det ikke kun Bludman, der var drevet af en tro på et stærkt fysisk princip, i dette tilfælde en gaugesymmetri, som værende udgangspunktet i en fundamental teori.

Schwinger-Glashow teorier

Hvor Bludmans teori helt undlod at forholde sig til andre vekselvirkninger end den svage, var det modsatte tilfældet i Schwingers artikel *A Theory of the Fundamental Interactions*⁹ fra 1957, som omhandlede både de svage, de elektromagnetiske og de stærke vekselvirkninger. Specielt indeholdt Schwingers teori et forsøg på at forene

⁹[Schwinger, J. (1957)].

den svage og den elektromagnetiske vekselvirkning. Grundantagelsen i denne del af Schwingers teori var, at den neutrale masseløse foton γ , som overførte de elektromagnetiske vekselvirkninger og de to ladede massive vektorbosoner W^+ og W^- , der overførte de svage vekselvirkninger, tilhørte samme familie. Ved at placere de tre partikler γ , W^+ og W^- i samme familie havde Schwinger på en meget direkte måde skabt en teori, som forenede den elektromagnetiske vekselvirkning med den svage. Selv om Schwinger ikke direkte brugte gaugeformalismen, var hans teori i princippet bygget op omkring en $SU(2)$ gauge teori. Dette var dog ikke afgørende for Schwinger, hvilket afspejles af, at han gav W^+ - og W^- -partiklerne masse på en måde, som gjorde, at teorien ikke længere var gaugeinvariant. Det er i øvrigt værd at bemærke, at Schwingers teori var næsten identisk med Kleins teori fra 1937, som vi tidligere har stiftet bekendtskab med - dog med den vigtige undtagelse, at Schwinger i modsætning til Klein ikke eksplicit gjorde brug af gaugeformalismen.

It is noteworthy that Schwinger himself did not discuss non-Abelian gauge fields until 1961.

[Mehra, J. & Milton, K.A. (2000), s. 431].

På trods af at Schwingers teori fra 1957 ikke skabte den store opmærksomhed, hverken dengang eller senere¹⁰, kom Schwingers idéer til at præge specielt én bestemt fysiker i en helt afgørende retning. Dette var Sheldon L. Glashow, der som en af Schwingers ph.d.-studerende, havde fået til opgave at undersøge muligheden for en relation mellem den elektromagnetiske og den svage vekselvirkning. Selv har Glashow senere sagt:

On my turn, Julian turned to the then-mysterious weak force. Julian was convinced of the existence of an "intermediate vector boson" and of a fundamental connection between weak interactions and electromagnetism. How else to explain their common vectorial nature and their universality? My task was not precisely delineated. It was to seek and perhaps find such a relation, and to explore its observable consequences.

S.L Glashow (1995) [Mehra, J. & Milton, K.A. (2000), s. 429].

I 1958 var Glashow færdig med sin ph.d.-afhandling, som fik titlen *The Vector Meson in Elementary Particle Decays*. Heri påpegede han bl.a., at de elektromagnetiske og de svage vekselvirkning skulle beskrives samlet for at få en fysisk teori:

¹⁰Dette skyldtes i høj grad, at teorien blev præsenteret på et tidspunkt, hvor de svage vekselvirkninger ifølge eksperimenterne ikke så ud til at have samme struktur, hvilket var i modstrid med Schwingers teori, som havde en universel $V - A$ struktur. Da det senere viste sig, at de svage vekselvirkninger faktisk havde en universel $V - A$ struktur, var der kun få, som huskede Schwingers teori, i stedet for var det Feynman og Gell-Mann samt Marshark og Sudarshans artikler, der blev omtalt.

In my 1958 Harvard thesis, I wrote: "It is of little value to have a potentially renormalizable electrodynamics. We should care to suggest that a fully acceptable theory of these interactions may only be achieved if they are treated together..."

S.L. Glashow (1979) [Glashow, S.L. (1979), s. 496].

Med en acceptabel teori mente Glashow en teori, der var renormaliserbar, og netop dette krav om renormaliserbarhed var udgangspunktet i Glashows forsøg på at konstruere en elektrosvag teori. Selv om Glashow var blevet hjulpet godt i gang af Schwingers kyndige vejledning omkring arbejdet med at finde en forenet teori for de elektromagnetiske og de svage vekselvirkninger, var der stadig store opgaver, der skulle løses, før en sådan teori var en realitet. Teorien skulle rumme både paritetsbevarende og -brydende vekselvirkninger for hhv. de elektromagnetiske og de svage vekselvirkninger. Herudover skulle der findes en mekanisme, der på troværdig vis kunne give masse til de partikler, som overførte de svage vekselvirkninger, samtidig med at fotonen forblev masseløs. Sidst, men ikke mindst, skulle teorien være renormaliserbar. Trods disse betragtelige problemer fortsatte Glashow efter sin ph.d.-eksamen ufortrødent arbejdet med at søge efter en renormaliserbar teori for de elektromagnetiske og de svage vekselvirkninger.¹¹ Dette førte til, at han i 1959 publicerede artiklen *The Renormalizability of Vector Meson Interactions*¹², hvori Glashow påstod, at en gaugeteori, hvor gaugesymmetrien var brudt (*softly-broken*) af eksplicitte masseled, var renormaliserbar.¹³ Det viste sig dog hurtigt, at denne teori var forkert.

Kort tid efter, i 1961, var Glashow klar med en ny model, som blev præsenteret i artiklen *Partial-Symmetries of Weak Interactions*¹⁴. Heri beskrev han en teori, der indeholdt idéer, som 18 år senere var grunden til, at Glashow kunne kalde sig nobelpristager. Glashow mente, at han med sin nye teori havde fundet teorien, der både beskrev de elektromagnetiske og svage vekselvirkninger, og som var renormaliserbar. Det nye i denne teori i forhold til Schwingers var, at Glashow havde indset, at han for at skabe en forenet teori for de elektromagnetiske og svage vekselvirkninger, var nødt til at have tre massive vektorbosoner W^+ , W^- og Z^0 udover den selvskevne foton. Dette var nødvendigt for at kunne redegøre for både de paritetsbrydende og -bevarende strømme, der som vi tidligere har set, er karakteristiske for hhv. de svage og de elektromagnetiske vekselvirkninger. Oversat til gaugeformalisme havde Glashow fundet ud af, at gaugegruppen $SU(2)$ ikke var stor nok til at beskrive en elektrosvag teori, men at gaugegruppen $SU(2) \times U(1)$, som var et *nummer større*, havde de ønskede egenskaber.¹⁵

¹¹Glashow var i perioden 1958-1960 tilknyttet Niels Bohr instituttet i København, hvor de følgende artikler blev udarbejdet.

¹²[Glashow, S.L. (1958)].

¹³Glashow brugte dog ikke ordet gaugeteori.

¹⁴[Glashow, S.L. (1961)].

¹⁵Inspirationen til at bruge gaugegruppen $SU(2) \times U(1)$ havde Glashow fået fra den approksimerede isospin-hyperladningsgruppe, som karakteriserede de stærke vekselvirkninger. Derudover var der efterhånden eksperimentel evidens for, at den tidligere omtalte $\Delta I = \frac{1}{2}$ regel var

Udover at Glashow på elegant vis havde redegjort for, hvorledes en teori både kunne indeholde paritetsbevarende og -brydende strømme, indeholdt Glashows teori en række komplicerede vekselvirkninger mellem fotonen γ og de tre massive vektorbosoner $W^\pm$, Z^0 , som var lig dem, man så i en Yang-Mills gaugeteori. Selv om Glashow vidste, at hans teori havde den samme struktur som Yang og Mills gaugeteori fra 1954, var gaugetransformationer og -symmetrier, ligesom i Schwingers arbejde, ikke noget, der spillede en større rolle. Som Mehra skriver i sin biografi om Schwinger:

Glashow had made explicit what was implicit in Schwingers approach: the selfcoupling of the Z -fields. Yet even here, local gauge transformation were not discussed, and the construction of the field strength was not given.

[Mehra, J. & Milton, K.A. (2000), s. 431].

Skønt Glashow troede, at han havde fat i den rigtige teori, var han dog selv klar over, at der manglede et stykke vej, før teorien kunne blive en egentlig fysisk teori. Selv pegede han på, at teorien kun behandlede leptoner og ikke umiddelbart kunne udvides til at inkludere hadroner, samt at teorien ikke havde afgørende forudsigelser, som kunne testes eksperimentelt:

Unfortunately our considerations seem without decisive experimental consequence. For this approach to be more than academic, a partially-symmetric system correctly describing all decay modes of all elementary particles should be sought.

[Glashow, S.L. (1961), s. 586].

Senere viste det sig, at teorien faktisk ikke var renormaliserbar, hvilket skyldtes, at Glashow havde indsat masserne af vektorbosonerne (gaugebosonerne) ad hoc i sin teori, hvilket på dette tidspunkt, var den eneste måde at gøre det på. Efter bl.a. denne skuffelse skiftede Glashow retning. Som han selv sagde i sin nobeltale, havde han mere eller mindre opgivet idéen om en elektrosvag teori i perioden 1961-1970, og han begyndte i stedet for at se på de stærke vekselvirkninger, som var på højeste mode i starten af 1960'erne.

Retrospektivt set løste Glashow et af de tre store problemer vedrørende en elektrosvag teori, nemlig at finde en struktur, der kunne redegøre for både de elektromagnetiske og de svage vekselvirkninger. Tilbage var stadig at få løst problemet vedrørende vektorbosonernes masser samt at finde en teori, der var renormaliserbar. Dette bringer os videre til Salam og Ward, som i modsætning til både Schwinger og Glashow, var yderst bevidste om at konstruere en teori, der var en gaugeteori.

gældende, hvilket indikerede eksistensen af en massiv neutral boson.

Salam-Ward teorier

Salam var en fremragende teoretisk partikelfysiker, og allerede i hans ph.d.-afhandling fra Cambridge i 1951 kunne man finde arbejde af meget høj kvalitet inden for QED, hvilket hurtigt var med til at skaffe ham et internationalt ry. I 1957 blev han professor i teoretisk fysik på Imperial College i London, hvorfra han sammen med feltteoretikeren John C. Ward, som dog ikke var ansat på Imperial College, lagde fundamentet til det, der senere skulle føre Salam frem til en samlet teori for de elektromagnetiske og de svage vekselvirkninger.

Som tidligere nævnt var Salam vejleder for Ronald Shaw, som uafhængigt af Yang og Mills nåede frem til en $SU(2)$ gauge-teori for de stærke vekselvirkninger i sin ph.d.-afhandling. Dette betød naturligvis, at Salam havde et indgående kendskab til teorier af Yang-Mills typen, hvilket måske forklarer, hvorfor denne type teorier skulle blive omdrejningspunktet i Salam og Wards publikationer.

I Salam og Wards første fælles publikation med titlen *Weak and Electromagnetic Interactions*¹⁶ fra 1959 blev det allerede gjort klart, at de mente, at det var en gauge-teori, der skulle beskrive de svage og elektromagnetiske vekselvirkninger:

Just as it is necessary to introduce the electro magnetic field if it is assumed that the orientation of axes in the conventional [2] space spanned by fields ϕ and ϕ^* (or alternatively by the fields ϕ_1 and ϕ_2 , where $\phi = \phi_1 + i\phi_2$) is arbitrary at all space time points, our $\ll$ three-dimensional gauge invariance $\gg$ makes it necessary to introduce in Q space a triplet of fields consisting of two charged vector bose fields in addition to the electro-magnetic field.

[Salam, A. & Ward, J.C. (1959)].

Salam og Wards teori indeholdt, ligesom Schwingers teori fra 1957, ikke en neutral massiv vektorboson. Man antog i stedet for, at den neutrale vektorboson var fotonen og fik på denne måde ligesom Schwinger skabt en elektrosvag teori. Forskellen på de to teorier var, at i Salam og Wards teori opstod de tre gauge-felter og deres vekselvirkninger som en konsekvens af en gaugesymmetri, hvorimod der i Schwingers teori ikke indgik noget gauge-princip. Teorien fejlede dog på et par centrale områder. Først og fremmest viste det sig senere, at den måde, hvorpå de havde redegjort for de paritetsbrydende strømme, var forkert. Derudover var det tvivlsomt, hvordan de to ladede gauge-felter A_μ^+ og A_μ^- skulle få en masse, hvilket var påkrævet pga. de svage vekselvirkningers kortsækkende natur.

Senere, i 1961, publicerede de den vel nok mest ambitiøse af deres artikler, hvilket også antydes af titlen *On a Gauge Theory of Elementary Interactions*¹⁷. I indledningen finder man følgende postulat:

¹⁶[Salam, A. & Ward, J.C. (1959)].

¹⁷[Salam, A. & Ward, J.C. (1961)].

Our basic postulate is that it should be possible to generate strong, weak and electromagnetic interaction terms (with all their correct symmetry properties and also with clues regarding their relative strengths), by making local gauge transformation on the kinetic-energy terms in the free Lagrangian for all particles.

[Salam, A. & Ward, J.C. (1961), s. 166].

Teorien kunne dog ikke leve op til de lovende ord i indledningen, men er alligevel, retrospektivt set, en yderst interessant teori, da den på nærmest profetisk vis varslede den retning, hvori man skulle søge efter fundamentale teorier for elementarpartiklerne.¹⁸

Efter en længere tænkepause vendte Salam og Ward tilbage med et bud på en elektrosvag teori i artiklen *Electromagnetic and Weak Interactions*¹⁹ fra 1964. Den største ændring i forhold til deres tidligere modeller var, at de havde indset, at der minimum skulle en $SU(2) \times U(1)$ gaugegruppe til for at forklare både de elektromagnetiske og de svage vekselvirkninger, hvilket Glashow allerede fire år tidligere var kommet frem til. Massen af gaugebosonerne var dog stadig obskur, og teorien vakte ikke den store opsigt i en tid, hvor det var S-matrix teori, Current-algebra o.l. anvendt på de stærke vekselvirkninger, som var populære.

Som nævnt var Glashows udgangspunkt, at teorien skulle være renormaliserbar, mens Salam og Ward tog udgangspunkt i, at det skulle være en gaugeteori. Senere har Sidney Coleman bemærket, hvor forbløffende lidt Glashow gjorde ud af, at hans teori havde karakter af en gaugeteori, og hvor lidt Salam og Ward spekulerede på renormaliserbarhed.

The difference between Glashow's viewpoint and Salam and Ward's is striking. Glashow knew of the connection with gauge theories, but treated it as a throwaway line, remarking in his 1959 paper that what he found was "formally identical to the vector meson interaction observed by Yang and Mills in another context." Complementarily, Salam and Ward mentioned renormalizability only in a throwaway line in their 1959 paper, remarking of gauge theory that "it is perhaps the only theory of charged vector mesons that can be renormalized.

[Coleman, S. (1979), s. 1292].

Situationen på dette tidspunkt var altså, at man var nået frem til en model for de elektromagnetiske og de svage vekselvirkninger, som benyttede IVB. Glashow var via renormaliserbarhed kommet frem til en elektrosvag teori med en $SU(2) \times U(1)$ struktur, der gav fire vektorbosoner. En lignende teori var blevet postuleret af Salam og Ward blot med udgangspunkt i, at det skulle være en gaugeteori. I begge disse teorier

¹⁸Standardmodellen er netop en gaugeteori, som bygger på gaugegruppen $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$.

¹⁹[Salam, A. & Ward, J.C. (1964)].

var der to alvorlige problemer: gaugepartiklernes manglende masse og teoriernes manglende renormaliserbarhed. Teorierne opførte sig pænt, når massen af gaugepartiklerne var nul, men så snart man ad hoc indsatte masserne i Lagrange-funktionen, i et forsøg på at bringe teorierne nærmere den fysiske verden, dukkede uendelighederne op, og ethvert håb om en renormaliserbar teori forsvandt. Endvidere brød de ad hoc indsatte masser med den gaugesymmetri, hvilket især var problematisk for Salam og Ward, da det var den idé, som deres teorier byggede på. De to fundamentale begreber - renormaliserbarhed og gaugesymmetri - blev tilsyneladende begge spoleret af de masser, som var nødvendige for at bringe teorierne i kontakt med den fysiske virkelighed. Der var behov for nytænkning for at løse dette problem. I næste afsnit skal vi se på et begreb, man i første omgang troede skulle bruges til at forklare, hvorfor nogle symmetrier ikke er eksakte, men som senere viste sig at rumme løsningen på at skabe en teori, hvor både gaugebosonerne er massive, og hvor teorien forbliver renormaliserbar.

4.3 Begrebet spontant symmetribrud

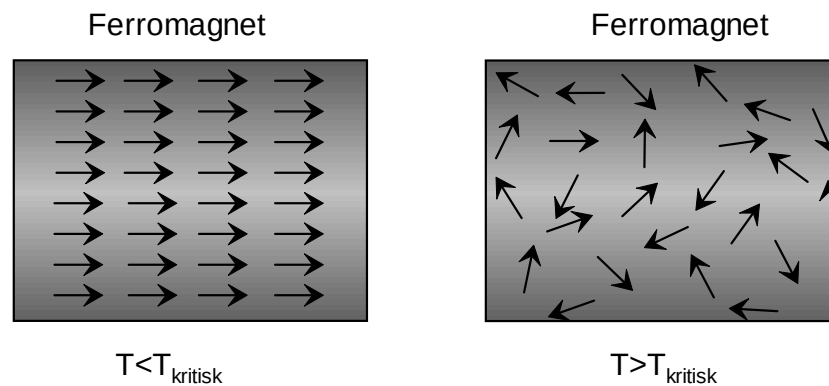
Betegnelsen spontant symmetribrud er en smule misvisende, og egentlig beskriver navnet "skjult symmetri" bedre den type fysik, som det dækker over. Dette vil stå klart, når vi har gennemgået, hvad man forstå r ved et spontant symmetribrud, herefter kaldt SSB (*Spontaneous Symmetry Breaking*).

Princippet bag SSB forklares nemmest ud fra et eksempel, der udspringer fra faststoffysikken, og som stammer helt tilbage fra 1928, hvor Werner Heisenberg i artiklen *Zur Theorie des Ferromagnetismus*²⁰ opstillede en teori til beskrivelsen af en uendelig ferromagnet. En magnet består af mange små magnetiske dipoler, som vi kan vælge at lade beskrive ved spin-operatoren $\vec{S}$. I en ferromagnet gælder der, at den magnetiske vekselvirkning mellem nærliggende magnetiske dipoler, som er beskrevet ved $\vec{S}_i$ og $\vec{S}_j$, har en sådan form, at dipolerne har en tendens til at pege i samme retning. I Heisenbergs teori beskrives energien af disse magnetiske vekselvirkninger ved Hamilton-funktionen:

$$H_{ij} = S_{ij} \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j \quad (4.1)$$

hvor S_{ij} er en konstant. Det specielle ved Hamilton-funktionen er, at den er sfærisk symmetrisk, dvs. den er invariant under en vilkårlig rumlig rotation. Her er det helt afgørende, at der er tale om en kontinuert symmetri. Som ved andre faste stoffer opnås grundtilstanden (altså tilstanden med mindst energi) for en ferromagnet, når systemet kommer under en kritisk temperatur $T_{kritisk}$. Dvs. at ferromagneten befinder sig i en grundtilstand, når $T < T_{kritisk}$, og at den befinder sig i en eksiteret tilstand, når $T > T_{kritisk}$. Nu viser det sig, at grundtilstanden er den tilstand, hvor samtlige små magnetiske dipoler er rettet i en bestemt retning, hvilken retning er selvfølgelig helt vilkårligt. På figur 4.2a ses en grundtilstand for ferromagneten. Det ses tydeligt, at grundtilstanden ikke opfylder den rotationssymmetri, som var

²⁰[Heisenberg, W. (1928)].



Figur 4.2: Et udsnit af hvordan tilstandene i en uendeligt udstrækkende ferromagnet, ser ud. Her viser a) en grundtilstand, mens b) viser en eksiteret tilstand. Overgangen fra grundtilstand til eksiteret tilstand er bestemt af temperaturen T .

gældende for Hamilton-funktionen. Dette er faktisk ikke så overraskende, da det kun er i et fysisk system med en unik grundtilstand, at grundtilstanden skal besidde den samme symmetri som Hamilton-funktionen. I tilfældet med ferromagneten har vi et uendeligt antal af udartede grundtilstande, da enhver anden retning end den vist på figur 4.2a vil være en ny grundtilstand.²¹ Når $T > T_{kritisk}$, vil ferromagneten befinde sig i en slags eksiteret tilstand, hvor spinnene er vilkårligt orienterede, se figur 4.2b, en tilstand, som tydeligvis er rotationssymmetrisk (nærliggende dipoler vil stadig have en tendens til at pege i samme retning, men da vi har at gøre med en uendelig ferromagnet, spiller det ingen rolle). Hvis nu ferromagneten befinder sig i en eksiteret tilstand, som jo er symmetrisk, kan vi ved at sænke temperaturen T til under $T_{kritisk}$, opnå at symmetrien spontant bliver brudt, deraf navnet SSB. Men faktisk er der ikke tale om, at symmetrien brydes, i og med at Hamilton-funktionen naturligvis stadigvæk er rotationssymmetrisk. Systemets symmetri afspejles blot ikke af den tilstand, som systemet befinder sig i, og symmetrien kan derfor med rette siges af være skjult. Den vigtige konklusion er, at der findes fysiske systemer, hvis grundlæggende ligninger opfylder en symmetri, som ikke nødvendigvis afspejles i de tilstande, systemet kan befinde sig i.

Men hvordan kan eksemplet om ferromagneten, som er taget fra faststoffysikken, have noget at gøre med universets helt fundamentale ligninger. En lille historie, som fysikeren Sidney Coleman er ophavsmand til, hvori den uendelige ferromagnet indgår, vil give et fingerpeg om, hvilke muligheder idéen om skjult symmetri rummer.²² Udgangspunktet i historien er en mand, der lever inde i en uendelig ferromagnet, som befinder sig i en af de uendeligt mange udartede grundtilstande. Bemærk, at denne beskrivelse er fuldstændig symmetrisk mht. til rumlig orientering; der er ikke noget til at skelne f.eks. nord fra øst. Lad os nu antage at alle de magnetiske dipoler peger mod

²¹ At tilstandene er udartede betyder blot, at de har samme energi.

²²Se [Coleman, S. (1979), s. 1291].

øst. Nu vil manden, som lever inde i ferromagneten, ikke opdage naturlovenes rotationssymmetri; for ham vil øst være en helt speciel retning, nemlig den retning, hvor der virker et gigantisk magnetfelt, som kritisk påvirker alle hans eksperimenter. Da ferromagneten er uendelig stor, vil det kræve en uendelig mængde energi for at få magnetfeltet til at pege i en anden retning, hvilket derfor ikke er muligt. Han har således ingen lette muligheder for at finde ud af, at naturlovene ville være uforandrede, hvis magnetfeltet pegede i en anden retning end øst. Kun gennem en lang og grundig analyse af en række eksperimenter vil han kunne forstå de mikroskopiske strukturer i den verden, han lever i, og derigennem opdage den rotationssymmetri, som umiddelbart er skjult for ham.

En oversættelse til partikelfysikken kunne lyde således: rotationssymmetrien (som vi ikke kan observere) er symmetrien mellem vektorbosonerne (den masseløse foton γ , samt de massive vektorbosoner W^+ , W^- og Z^0), ferromagneten er universet, vi lever i, og manden inde i magneten er selvfølgelig os. "Grundtilstanden" for universet, det som partikelfysikerne kalder for vakuumtilstanden, har således en struktur med de samme egenskaber som grundtilstanden for ferromagneten. Ligesom strukturen af grundtilstanden for ferromagneten er bestemt af de bagvedliggende ligninger, er universets vakuumtilstand bestemt af naturlovenes form og kan på samme måde som ferromagneten skjule en symmetri, som de bagvedliggende ligninger besidder.

Faktisk prøvede Heisenberg, allerede i 1958, at konstruere en kvantefeltteori for elementarpartikler, hvori begrebet SSB blev anvendt til at forklare det observerede brud af isospinsymmetrien; den manglende symmetri var altså et resultat af et spontant symmetribrud og ikke et eksplicit symmetribrud, som før havde været den gængse opfattelse.²³ Teorien fik ikke den store opmærksomhed, og idéen med at indføre SSB i partikelfysikken via Heisenbergs teori for ferromagneten, blev på dette tidspunkt ikke værdsat. Det var derimod en helt anden teori fra faststoffysikken, nemlig den såkaldte BCS (Bardeen-Cooper-Schrieffer)-teori²⁴, som beskriver superledere, der i dag står som prototypen på en moderne teori, hvori der indgår SSB.

Yoichiro Nambu, som arbejdede med mange-legeme fænomener inden for både faststoffysik og partikelfysik, skulle vise sig at være den helt rette til at forsøge sig med den vanskelige opgave at transformere de ikke-relativistiske modeller fra faststoffysikken (eksempelvis BCS-teorien) over til den høj-relativistiske partikelfysik - hvis det da overhovedet lod sig gøre. Mange fysikere, især inden for partikelfysikken, var nemlig mere end skeptiske overfor tanken om, at man kunne anvende begreber, som havde sin oprindelse i lavenergiteorier, til at beskrive fysikken i sin mest fundamentale form. Den teoretiske partikelfysiker David Gross har senere sagt, at der blandt HEP-fysikerne herskede en stemning, hvor man mente, at partikelfysikken ikke kunne lære noget fra faststoffysikken, da den slet ikke var ligeså fundamental som partikelfysikken. Dette førte bl.a. til, at faststoffysikken blandt partikelfysikerne fik øgenavnet *squalid-state physics*²⁵ (i stedet for *solid-state physics*). Denne arro-

²³Se [Marshak, R.E. (1993), s. 29-30] og [Hoddeson, L. et al. (ed.) (1997), s. 481].

²⁴[Bardeen, J.B. et al. (1957)].

²⁵Kan oversættes til noget i retning af beskidt-stof fysik.

gance overfor faststoffysikken var langt hen ad vejen en medvirkende årsag til, at begreber, som var velkendte i faststoffysikken, på det nærmeste skulle genopdages i partikelfysikken.²⁶ Vi skal senere se på den såkaldte Higgs-mekanisme, som er et godt eksempel på et fænomen, der havde været kendt siden 1957-1958 i BCS-teorien, men som først i 1964 blev transformeret over til partikelfysikken.

Partikelfysikeren Victor Weisskopf udtrykte datidens stemning meget præcist, da han i 1960 under et seminar på Cornell Universitet sagde følgende:

Particle physicists are so desperate these days that they have to borrow from the new things coming up in many-body physics – like BCS. Perhaps something will come of it.

V. Weisskopf (1960) [Hoddeson, L. et al. (ed.) (1997), s. 491].

Som allerede antydte, var idéen med at se nærmere på de nævnte teorier fra faststoffysikken ikke helt hen i vejret. Nambu publicerede i 1961, sammen med kollegaen Giovanni Jona-Lasinio, to artikler med de selvforklarende titler, *Dynamical Model of Elementary particles based on an analogy with superconductivity I, II*²⁷, der for alvor fik indført SSB i partikelfysikken på en måde, så også de skeptiske partikelfysikere, begyndte at se visse muligheder i SSB. Hovedpunkterne i Nambu og Jona-Lasinios teori er opsummeret i [Marshak, R.E. (1993), s. 28-29] og uden at komme ind på de nærmere tekniske detaljer, skal det her nævnes, at udgangspunktet var en chiralitetsinvariant (altså γ_5 -invariant) kvantefeltteori, hvor masserne til fermionerne blev genereret ved et SSB. Allerede ved Rochester konferencen i 1960 nævnte Nambu, at der i en sådan teori ville opstå masseløse fermion-antifermion par eller det samme som masseløse bosoner.²⁸ Dette fænomen vil blive diskuteret nærmere i de to næste afsnit.

Med Nambu og Jona-Lasinios artikler var der som nævnt flere partikelfysikere, som fattede interesse for SSB og begyndte at konstruere teorier, hvori SSB indgik. Med fremkomsten af et partikelfysisk princip, som kædede ikke-symmetriske tilstande sammen med bagvedliggende symmetriske ligninger, var det nærliggende at anvende SSB til at forklare tilstedeværelsen af de såkaldte approksimerede symmetrier. Dette var faktisk, hvad Heisenberg allerede i 1958 havde forsøgt sig med, dog uden at få den store opmærksomhed. Med Nambu og Jona-Lasinios arbejde blev begreberne fra Heisenbergs 1958-teori igen fundet frem og studeret. En i denne sammenhæng specielt interessant person var den teoretiske partikelfysiker Steven Weinberg, som i starten af 1960'erne fandt idéen om, at SSB kunne forklare naturens mangelfuldhed i form af eksistensen af approksimerede symmetrier, yderst interessant. I sin nobeltale fra 1979 beskrev han sit første møde med SSB på følgende måde:

As theorists sometimes do, I fell in love with this idea [SSB]. But as often happens with love affairs, at first I was rather confused about its

²⁶Se [Hoddeson, L. et al. (ed.) (1997), s. 208].

²⁷[Nambu, Y. & Jona-Lasinio, G. (1961a)] og [Nambu, Y. & Jona-Lasinio, G. (1961b)].

²⁸Se [Marshak, R.E. (1993), s. 28-29].

implications. I thought (as it turned out, wrongly) that the approximate symmetries—parity, isospin, strangeness, the eightfold way—might really be exact *a priori* symmetry principles, and that the observed violations of these symmetries might somehow be brought about by spontaneous symmetry breaking.

S. Weinberg (1979) [Weinberg, S. (1979), s. 515].

Også Salam og Ward anvendte i deres teori fra 1961 SSB til at forklare den manglende bevarelse af strangeness i de svage vekselvirkninger. De brugte altså SSB som en forklaring på, hvorfor strangeness kun var en approksimeret symmetri.²⁹ Herudover var det også en helt almindelig formodning, at grunden til, at de stærke vekselvirkninger *kun* lod sig indpasse i en approksimeret $SU(3)$ symmetri, skyldtes, at symmetrien var spontant brudt. Hele indblandingen af approksimerede symmetrier har uden tvivl været med til at skabe en del forvirring i fysikken, da det senere viste sig, at det slet ikke var i denne forbindelse, at SSB skulle anvendes.

Allerede i 1961 blev der sat et alvorligt spørgsmålstegn ved, om SSB overhovedet kunne anvendes i en relativistisk teori, da en sådan teori tilsyneladende indeholdt partikler, som ikke fandtes. I næste afsnit skal vi se på dette problem.

4.4 SSB af en global symmetri

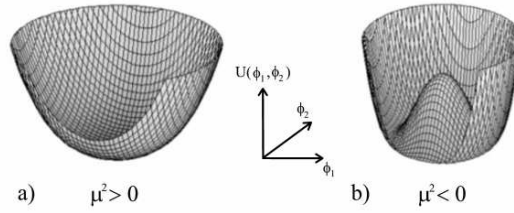
Jeffrey Goldstone havde ligesom Nambu et indgående kendskab til BCS-teorien for superledere og var derudover ligesom Nambu fortrolig med kvantefeltteoriformalismen. Uafhængigt af Nambu undersøgte Goldstone også, hvordan man kunne bringe SSB ind i partikelfysikken. Dette arbejde førte i 1961 til publiceringen af artiklen, *Field Theories with «Superconductor» Solutions*³⁰, hvori Goldstone bl.a. med udgangspunkt i en meget simpel feltteori bestående af ladede skalarbosoner (spin-0 partikler), som vekselvirkede med sig selv, diskuterede SSB-fænomenet. Vi skal i det følgende, uden at gå for meget i detaljer, se på indholdet i Goldstones simple feltteori.³¹

Til at beskrive ladede skalarpartikler er et komplekst skalarfelt ϕ velegnet, og udtrykker vi dette felt vha. af de to reelle felter ϕ_1 og ϕ_2 , fås $\phi = \frac{1}{\sqrt{2}}(\phi_1 + i\phi_2)$, hvoraf det følger, at $\phi^* = \frac{1}{\sqrt{2}}(\phi_1 - i\phi_2)$. Som bekendt er frie bosoner beskrevet ved Klein-Gordon ligningen, hvilket vil sige, at Lagrange-funktionen skal indeholde et led L_0^{KG} , hvis form er dikteret af denne ligning. Herudover skal der være et led L_1 , som redegør for bosonerne vekselvirkning. Her valgte Goldstone at se på den simpleste form for vekselvirkning, der kan finde sted, nemlig feltets vekselvirkning med sig selv. Da tredjeordensledet ikke giver en fysisk teori, fordi den ikke er begrænset

²⁹Se [Salam, A. & Ward, J.C. (1961), s.170] og [Hoddeson, L. et al. (ed.) (1997), s. 38].

³⁰[Goldstone, J. (1961)].

³¹Nedenstående gennemgang er inspireret af [Halzen, F. & Martin, A.D. (1984), s. 324-325].



Figur 4.3: På figuren ses et 3-dimensionelt plot af den potentielle energi for systemet, som funktion af de to uafhængige felter ϕ_1 og ϕ_2 .

nedadtil, valgte Goldstone at se på fjerdeordensledet, som er det næst simpleste selvvekselvirkningsled. Dette giver nedenstående Lagrange-funktion for teorien:

$$\begin{aligned} L_{Goldstone} &= L_0^{KG} + L_1 \\ &= [(\partial_\mu \phi^*) (\partial^\mu \phi) - \mu^2 \phi^* \phi] - \lambda (\phi^* \phi)^2 \\ &= (\partial_\mu \phi) (\partial^\mu \phi^*) - V(\phi, \phi^*) \end{aligned} \quad (4.2)$$

Her er $\lambda > 0$ for at sikre, at energien er begrænset nedadtil, mens vi kun stiller krav om, at $\mu^2 \neq 0$.³² For at vi overhovedet kan tale om SSB, må teorien selvfølgelig besidde en kontinuert symmetri. Det ses let, at (4.2) er invariant under de globale fase transformationer:³³

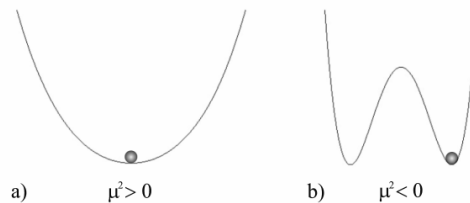
$$\phi \rightarrow e^{i\alpha} \phi$$

De bagvedliggende ligninger besidder altså en global $U(1)$ symmetri. Vi ønsker nu at finde systemets grundtilstand, for at se om denne simple feltteori giver mulighed for SSB; mere konkret skal vi altså se, om systemet kan befinde sig i en grundtilstand, som ikke besidder den bagvedliggende globale $U(1)$ symmetri. For at bestemme grundtilstanden skal vi finde minimumet for potentialefunktionen $V(\phi, \phi^*)$, og her kommer fortegnet af parameteren μ^2 til at spille en vigtig rolle. Det viser sig, at potentialets form afhænger af, om μ^2 er positiv eller negativ, hvilket ses på figur 4.3a og b, som viser potentialet for hhv. $\mu^2 > 0$ og $\mu^2 < 0$. Ved simple udregninger finder man, at grundtilstanden for tilfældet $\mu^2 > 0$ og $\mu^2 < 0$ er givet ved hhv. $\phi_1 = \phi_2 = 0$ og $\phi_1^2 + \phi_2^2 = -\frac{\mu^2}{\lambda} \equiv v^2$, hvor v er en konstant.³⁴ Vi ser, at der i begge tilfælde,

³²Når $\mu^2 > 0$ har konstanten foran ledet $\phi^* \phi$ det rette fortegn til at beskrive massive bosoner. Her beskriver Lagrange-funktionen en simpel vekselvirkningsteori mellem massive bosoner, en såkaldt ϕ^4 -teori. Når $\mu^2 < 0$, har konstanten foran $\phi^* \phi$ ledet derimod det forkerte fortegn til at kunne være et masseled, og Lagrange-funktionen beskriver ikke umiddelbart en teori med massive partikler.

³³Dvs. α ikke afhænger af rum-tiden x_μ .

³⁴I tilfældet $\mu^2 > 0$ ligger grundtilstanden altså i punktet $(0, 0)$, mens grundtilstanden for tilfældet $\mu^2 < 0$ ligger på en cirkel med centrum i $(0, 0)$ og radius v .



Figur 4.4: **a)** Her har vi valgt α , således at potentialekurven ligger i papirets plan. Den grå bold indikerer grundtilstanden ($\phi_1 = \phi_2 = 0$). **b)** her har vi ligeledes valgt α , så potentialekurven ligger i papirets plan. Af de to mulige grundtilstande har vi valgt den højre, hvilket igen indikeres af en grå bold ($\phi_1 = v$ og $\phi_2 = 0$).

er et uendeligt antal udartede grundtilstande. Lad os først se på tilfældet $\mu^2 > 0$. Da systemet nødvendigvis må befinde sig i en af de uendeligt mange grundtilstande, vælger vi den, som ligger i ϕ_1 -feltets plan (papirets plan). Dette er vist på figur 4.4a, hvor den lille grå bold illustrerer systemets grundtilstand. Vi ser, at enhver fasetransformation $\phi \rightarrow e^{i\alpha}\phi$ af grundtilstanden lader denne invariant, hvilket altså betyder at grundtilstanden har samme symmetri som de bagvedliggende ligninger, altså ikke noget SSB. Lad os nu se på tilfældet $\mu^2 < 0$. Som før vælger vi den grundtilstand, der ligger i ϕ_1 -feltets plan. I dette tilfælde er der to mulige grundtilstande, nemlig en, hvor $\phi_1 = -v$ og en, hvor $\phi_1 = v$. Systemet må nødvendigvis vælge en af de to grundtilstande, og vi vælger, at det skal være den, hvor $\phi_1 = v$. På figur 4.4b ses potentialekurven for vores system, og igen indikerer den lille grå bold vores valg af grundtilstand. Udfører vi nu fasetransformationen $\phi \rightarrow e^{i\alpha}\phi$ på grundtilstanden, vil dette, med mindre vi roterer en hel omgang, føre systemet over i en ny grundtilstand, hvor $\phi_1 \neq v$ og $\phi_2 \neq 0$, og systemets grundtilstand udviser altså *ikke* samme symmetri som de bagvedliggende ligninger. Her er altså tale om et system, der udviser SSB.

Det interessante er nu at undersøge, hvilken teori systemet beskriver. For $\mu^2 > 0$ er fortolkningen ligetil: systemet beskriver en teori bestående af massive bosoner, som vekselvirker med sig selv. Samme fortolkning gælder ikke for tilfældet $\mu^2 < 0$, da der her tilsyneladende ikke eksisterer et egentligt masseled for bosonerne, da et sådant led er negativt. For at bestemme den fysik, systemet beskriver, må vi analysere Lagrange-funktionen. Den gængse måde, hvorpå man bestemmer fysikken for en given Lagrange-funktion, er at se på små eksitationer omkring systemets grundtilstand. Det er derfor nødvendigt, at forskyde feltet ϕ hen til den nye grundtilstand v (dvs. $\phi \rightarrow \phi + v$) og herefter udføre små perturbationer i hhv. ϕ_1 -feltets plan (dvs. $\phi \rightarrow \phi + \eta$) og i ϕ_2 -feltets plan (dvs. $\phi \rightarrow \phi + i\xi$), hvor η og ξ er to reelle felter, hvorom der gælder, at $\eta, \xi \ll \phi$. Samlet skal vi altså udføre transformationen:

$$\phi \rightarrow \phi' = \frac{1}{\sqrt{2}}(v + \eta + i\xi) \quad (4.3)$$

Gøres dette (dvs. (4.3) indsættes i (4.2)), fås den transformerede Lagrange-funktion L' , hvorfra vi kan aflæse fysikken i vores system.³⁵

$$L' = \frac{1}{2}(\partial_\mu \xi)^2 + \frac{1}{2}(\partial_\mu \eta)^2 + \mu^2 \eta^2 + \text{konstantled} + \text{højereordensled i } \eta \text{ og } \xi \quad (4.4)$$

Den fysiske fortolkning af Lagrange-funktionen L' er som følger: de to første led beskriver den kinetiske energi for to reelle skalarfelter ξ og η (altså to neutrale spin-0 felter), det tredje led er et masseled for skalarfeltet η , mens de resterende led er konstantled og højereordensled, som er irrelevante for konklusionen, som følger.³⁶

Vi startede altså ud med Lagrange-funktionen $L_{\text{Goldstone}}$ og valgte tilfældet, hvor $\mu^2 < 0$, da dette gav en teori, som udviste SSB. Ved at vælge en grundtilstand (her $\phi_1 = v$ og $\phi_2 = 0$) blev Lagrange-funktionens oprindelige symmetri spontant brudt, eller mere præcist, den blev skjult. Den skjulte symmetri manifesterede sig i et massivt skalarfelt η og et masseløst skalarfelt ξ . SSB er altså tilsyneladende i stand til at "generere" masse, hvilket er en yderst interessant egenskab set med henblik på en eventuel løsning af problemerne mht. de ad hoc indsatte masseled (omtalt i afsnit 4.2). Desværre er fremkomsten af masseløse skalarpartikler, som senere blev døbt Nambu-Goldstone bosoner³⁷, helt ødelæggende for teorien, da sådanne partikler er notorisk fraværende i den fysiske verden.³⁸ Goldstone nævnte ovenstående problem i slutningen af artiklen, hvor han skriver:

This result is completely general. Whenever the original Lagrangian has a continuous symmetry group, the new solutions have a reduced symmetry and contain massless bosons. One consequence is that this kind of theory cannot be applied to a vector particle without losing Lorentz invariance. A method of losing symmetry is of course highly desirable in elementary particle theory but these theories will not do this without introducing non-existent massless bosons.

[Goldstone, J. (1961), s. 164].

Selv om Goldstone i artiklen skrev, at resultatet var helt generelt og ville gælde for ethvert SSB af en kontinuert symmetri, var der i Goldstones artikel ikke noget formelt bevis for denne påstand. Situationen i 1960 var således, at et SSB af en kontinuert

³⁵De to Lagrange-funktionen L og L' må selvfølgelig beskrive den samme fysik, men da alle beregninger foregår vha. perturbationsteori, er det kun L' , der giver det rette partikelspektrum [Halzen, F. & Martin, A.D. (1984), s. 323].

³⁶Et masseled er på formen $-\frac{1}{2}m_\eta^2\eta^2$, dvs. $m_\eta = \sqrt{-2\mu^2} > 0$.

³⁷Da Nambu allerede i 1960 ved Rochester konferencen talte om eksistensen af disse masseløse partikler, var det helt naturligt at kalde partiklerne for Nambu-Goldstone bosoner.

³⁸En masseløs skalarpartikel vil være let at detektere.

symmetri formodentlig blev ledsaget af mindst én masseløs skalarpartikel. Vi kan kalde dette for *Goldstones formodning*. Der skulle dog ikke gå lang tid, før denne formodning blev ophævet til et egentligt teorem, hvilket er emnet for næste afsnit.

4.5 Goldstone-teoremet

Goldstones formodning gjorde det yderst problematisk at anvende SSB til at forklare de approksimerede symmetrier, da sådanne teorier sandsynligvis ville indeholde masseløse bosoner. Weinberg, der, som tidligere nævnt, netop havde forestillet sig SSB anvendt i forbindelse med approksimerede symmetrier, har senere beskrevet, hvorledes han reagerede, da han blev bekendt med Goldstones formodning:

It was therefore rather disturbing for me to hear of a result of Goldstone, that in at least one simple case the spontaneous breakdown of a continuous symmetry like isospin would necessarily entail the existence of a massless spin zero particle

[Weinberg, S. (1979), s. 515].

I sommeren 1961 mødtes Weinberg og Goldstone med henblik på at diskutere *Goldstones formodning*, og senere samme år rejste Weinberg til England, hvor han var gæst hos Salam på Imperial College i London. Under dette ophold var der også rig lejlighed til at diskutere Goldstones formodning, og den fælles indsats fra Goldstone, Weinberg og Salam førte i 1962 til publiceringen af artiklen *Broken Symmetries*³⁹, hvori de tre viste, at Goldstones formodning var rigtig. De masseløse bosoner fremkom hver gang en kontinuert symmetri blev spontant brudt i en relativistisk kvantefeltteori, og masserne forblev nul til alle ordner i perturbationsteorien. Dette var hovedindholdet i det, der senere blev kendt som Goldstone-teoremet. Resultatet var endnu et nederlag for den efterhånden lille gruppe af fysikere, der stadig arbejdede inden for kvantefeltteoriformalismen og var uden tvivl med til at øge populariteten af S-matrix teorien, der ikke byggede på felter, og som havde vist sig velegnet til at beskrive de stærke vekselvirkninger. De, som ikke helt havde opgivet kvantefeltteoriformalismen, forsøgte at finde teorier, hvori Goldstone-teoremets ødelæggende konklusion kunne undgås. For at komme på sporet af en mulig løsning skal vi igen vende blikket mod den ikke-relativistiske faststoffysik, hvor bl.a. studier af BCS-teorien for superledere gav afgørende resultater. Som tidligere nævnt, var det via BCS-teorien, at SSB havde gjort sin entré på partikelfysikscenen, og det var derfor yderst interessant at studere, om et SSB inden for BCS-teorien også gav anledning til masseløse partikler. Allerede i 1958, kort tid efter offentliggørelsen af BCS-teorien, publicerede faststoffysikeren Peter W. Anderson en artikel, hvori han redegjorde for, at der ikke optrådte masseløse partikler i en superleder.⁴⁰ Dette skyldtes, at

³⁹[Goldstone, J. et al. (1962)].

⁴⁰[Anderson, P.W. (1958)].

Coulomb-kraften (altså den elektromagnetiske vekselvirkning) mellem de ladede partikler i superlederen *forvandlede* de masseløse partikler heri til longitudinale tilstande for fotonen, som derved fik en effektiv masse - den såkaldte Meissner-effekt.⁴¹ Som tidligere nævnt, var der inden for partikelfysikken en noget behersket interesse for resultater stammende fra faststoffysikken, og der var da heller ikke umiddelbart nogen, som tænkte på at undersøge, om der skulle gælde en tilsvarende mekanisme i partikelfysikken.

I 1962 var status omkring Nambu-Goldstone bosonerne følgende: man havde et tilsyneladende stringent bevis for, at Nambu-Goldstone bosonerne optrådte i enhver relativistisk kvantefeltteori, hvor symmetrien blev spontant brudt. Ved siden af havde man adskillige eksempler på, at de masseløse partikler ikke optrådte i de teorier fra faststoffysikken, hvor man oprindeligt havde observeret SSB. Det store spørgsmål var, om der fandtes en relativistisk pendant til den ikke-relativistiske Meissner-effekt, som på tilsvarende måde kunne fjerne Nambu-Goldstone bosonerne fra teorien og derigennem give masse til vektorpartiklerne, ganske som fotonen i BCS-teorien. Som vi skal se i næste afsnit, var det ikke overraskende med hjælp fra fysikere med kendskab til både faststoffysik og partikelfysik, at dette spørgsmål blev afklaret.

4.6 Higgs-mekanismen

Hvor det for langt de fleste, som arbejdede med SSB, Nambu-Goldstone bosoner o.l., var helt essentielt at konstruere en teori, hvor udgangspunktet var at slippe for de masseløse partikler, var der andre, som var mere optaget af at undersøge, om det var muligt at slippe af med gauge teoriernes akilleshæl: nemlig at gauge bosonernes masse skulle være eksakt nul. Som antydte i forrige afsnit, havde man en idé om, at dette problem muligvis var forbundet med tilstedeværelsen af Nambu-Goldstone bosonerne. I hvert fald udgjorde superlederen et fysisk eksempel på en teori uden Nambu-Goldstone bosoner, og hvor fotonen tilmed fik en effektiv masse.

Et af de første forsøg på at argumentere for en mekanisme, som kunne give masse til gaugepartiklerne uden at teorien nødvendigvis brød med gaugesymmetrien, blev fremsat af Schwinger, der som tidligere nævnt allerede i 1957 forestillede sig, at gaugepartiklernes masse kunne opstå ved koblinger mellem gaugefelterne og et ydre felt. Disse idéer blev yderligere udviklet og førte i 1962 til de to artikler *Gauge Invariance and Mass I, II*⁴² publiceret i hhv. starten af 1962 og slutningen af 1962. Heri argumenterede Schwinger for, at de masseløse gaugebosoner kunne få masse gennem en stærk kobling med en bevaret strøm. Mere konkret viste Schwinger, at kravet om gaugeinvarians i QED ikke kunne forhindre, at fotonen fik en effektiv masse. Peter W. Anderson videreudviklede Schwingers idéer i artiklen *Plasmons*,

⁴¹Flere andre fysikere var på samme tidspunkt fremme med tilsvarende teorier, se f.eks. [Brown, L.M. et al. (ed.) (1989), s. 641].

⁴²[Schwinger, J. (1962a)] og [Schwinger, J. (1962b)].

*Gauge Invariance, and Mass*⁴³ fra 1963, hvor han introducerede vekselvirkninger mellem gaugefelterne og stoffelterne. Dette førte ham frem til en gaugeinvariant teori for superledere, hvori gaugebosonerne var massive og Nambu-Goldstone bosonerne fraværende. I Andersons artikel kan man læse følgende konklusion:

We conclude, then, that the Goldstone zero-mass difficulty is not a serious one, because we can probably cancel it off against an equal Yang-Mills zero-mass problem.

[Anderson, P.W. (1963), s. 442].

Andersons påstand var, at når teorien var gaugeinvariant, ville Goldstone-teoremet bryde sammen, hvilket fjernede grundlaget for eksistensen af de masseløse bosoner. Artiklen og dens konklusioner skabte ikke umiddelbart opmærksomhed, i hvert fald ikke af den positive slags. Peter Higgs har senere sagt om Andersons påstand:

However, since he had neither found an error in the proof of the Goldstone theorem nor discussed explicitly any relativistic model, Anderson's remark was disbelieved at the time by those particle theorists who read it, myself included!

P. Higgs (1997) [Hoddeson, L. et al. (ed.) (1997), s. 508].

Netop Peter Higgs var en af de fysikere, som snart skulle gøre Andersons idéer mere konkrete, og vi skal i det følgende se på, hvad hans bidrag bestod af.⁴⁴ Som med de fleste andre, der bidrog med væsentlige opdagelser omkring SSB og feltteori, var Higgs fortrolig med de nye teorier inden for faststoffysikken, heriblandt specielt den nye teori for superledere. Ifølge Higgs selv, var det især gennem Nambus artikler fra starten af 1960'erne, at hans interesse for SSB blev vakt.⁴⁵ Herudover havde Higgs kendskab til både Schwinger og Andersons føromtaltte artikler. I marts 1964 fandt Abraham Klein og Benjamin Lee en ny måde, hvorpå man kunne omgå Goldstone-teoremet i f.eks. en superleder, og endvidere mente de, at metoden på tilsvarende vis kunne bruges i relativistiske modeller til også her at omgå Goldstone-teoremet. Higgs fandt teorien interessant, men kunne ikke umiddelbart se, hvordan en sådan relativistisk model skulle se ud. Tre måneder senere publicerede Walter Gilbert en artikel, hvori han argumenterede for, at Klein og Lees påstand var forkert, og at deres måde at omgå Goldstone-teoremet på i en superleder ikke kunne overføres til en relativistisk teori. Pudsigt nok var det Gilberts artikel, som satte skub i udviklingen. Da Higgs blev bekendt med Gilberts artikel, slog det ham øjeblikkeligt, at han kendte et eksempel på en relativistisk teori, nemlig QED i Coulomb-gaugen, som ikke passede med konklusionen i Gilberts artikel. Dermed havde Higgs fundet

⁴³[Anderson, P.W. (1963)].

⁴⁴I [Hoddeson, L. et al. (ed.) (1997), s. 506-510] har Peter Higgs givet sin version af historien, hvilket er den primære kilde til det, der følger.

⁴⁵[Nambu, Y. & Jona-Lasinio, G. (1961a)] og [Nambu, Y. & Jona-Lasinio, G. (1961b)].

et smuthul i Gilberts artikel, og Higgs var nu klar over, hvordan han skulle omgå Goldstone-teoremet i en relativistisk teori.⁴⁶ Løsningen var, at teorien skulle være gaugeinvariant, og i løbet af kort tid fik Higgs konstrueret en relativistisk gaugeteori, hvor et skalarfelt blev spontant brudt - dette kaldes i dag for Higgs-modellen. Higgs viste, at modellen udviste den samme adfærd, som Anderson et år tidligere havde forudsagt, dvs. Goldstone-bosonerne blev til den longitudinale del af gaugefeltet, som derved blev massivt. Resultaterne blev publiceret i artiklen *Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons*⁴⁷. Samtidig med Higgs arbejdede François Englert og Robert Brout med en tilsvarende teori, som resulterede i artiklen med den næsten tilsvarende titel *Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons*⁴⁸. Modellen, Higgs så på, var en gaugeinvariant version af den model, som Goldstone havde anvendt, se (4.2). Som vi tidligere har set, kan en teori af denne type gøres gaugeinvariant ved at udføre substitutionen $\partial_\mu \rightarrow D_\mu \equiv \partial_\mu - ieA_\mu$. Den gaugeinvariante udgave af (4.2) får dermed følgende udseende:

$$L_{\text{gaugeinvariant}} = (\partial_\mu - ieA_\mu) \phi (\partial^\mu + ieA^\mu) \phi^* - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} - V(\phi, \phi^*) \quad (4.5)$$

Fremgangsmåden er nu den samme, som blev skitseret i Goldstones teori. Vi bryder symmetrien spontant og ser på små perturbationer omkring den nye grundtilstand, se (4.3). Herved finder man, at partikelspektret i modellen er:⁴⁹

$$m_{A_\mu} \neq 0 \quad m_\eta \neq 0 \quad (4.6)$$

Det masseløse Nambu-Goldstone felt ξ er altså blevet til den massive (longitudinale) del af gaugefeltet A_μ . Denne transformation kalder man i dag for Higgs-mekanismen, men som tidligere nævnt, havde Anderson, dog uden at kunne vise det, argumenteret for, at netop sådan et fænomen fandtes i relativistiske modeller, så måske burde det kaldes Anderson-Higgs mekanismen. Derudover ser vi, at modellen indeholder en ny massiv skalarpartikel η . En partikel, som hverken Anderson eller Englert og Brout havde omtalt i deres respektive artikler, og som derfor retfærdigvis kom til at hedde Higgs-bosonen. Mere om denne partikel i næste afsnit.

Med disse yderst interessante egenskaber skulle man tro, at Higgs-modellen ville skabe stor opmærksomhed, men det modsatte var tilfældet. I første omgang havde Higgs faktisk svært ved overhovedet at få artiklen publiceret. Dette var til stor frustration for ham, da han mente, at disse nye idéer kunne være af stor vigtighed

⁴⁶Higgs publicerede artiklen [Higgs, P. (1964a)], hvori han redegjorde for smuthullet i Gilberts argument.

⁴⁷[Higgs, P. (1964b)]. Senere i 1965 skrev Higgs en mere omfattende artikel, hvori de nye idéer var genstand for en nærmere undersøgelse, se [Higgs, P. (1966)].

⁴⁸[Englert, F. & Brout, R. (1964)]. Se også [Guralnik, G.S. et al. (1964)], hvor tilsvarende idéer kan findes.

⁴⁹Det er i første omgang ikke helt indlysende, at Goldstone-feltet ξ ikke er tilstede i modellen, i og med at ξ -feltet stadig optræder i Lagrange-funktionen. Feltet kan dog fjernes helt ved at udføre endnu en gaugetransformation, hvilket betyder at modellen ikke indeholder Nambu-Goldstone partikler, se f.eks. [Halzen, F. & Martin, A.D. (1984), s. 326-327].

for den videre udvikling af partikelfysikken. Den væsentligste årsag til den manglende reaktion på Higgs' teori var, at kvantefeltteoriformalismen, og dermed også gaugeteoriene, ikke var den formalisme, som den langt overvejende del af fysikerne i slutningen af 1950'erne og op gennem 1960'erne troede på. Derimod var S-matrix teorien, som i netop denne periode havde vist lovende resultater i beskrivelsen af de stærke vekselvirkninger, det helt store område inden for partikelfysikken. Higgs har senere karakteriseret situationen med disse ord:

In retrospect, this is not surprising: in 1964 the European particle theory scene was dominated by S-matrix theorists. Quantum Field Theory was out of fashion, and I had rashly formulated my description of the mass-generating mechanism in terms of linearized classical field theory, quantized by invoking the de Broglie relations. What relevance could this possibly have to the brave new particle world of S-matrices, bootstraps, and Regge poles?

P. Higgs (1997) [Hoddeson, L. et al. (ed.) (1997), s. 508].

At mistilliden til kvantefeltteoriformalismen var enorm, afspejles af Dyson, der sammen med Feynman, Tomonaga og Schwinger havde været med til at fjerne QED's uendeligheder, men som i 1965 frygtede, at kvantefeltteoriformalismen ikke havde en fremtid inden for den moderne fysik.

It is easy to imagine that in a few years the concepts of field theory will drop totally out of the vocabulary of day-to-day work in high energy physics.

[Dyson, F.J. (1965)].

Trods den ringe interesse for Higgs' artikel, var der stadig en hård kerne af fysikere, som spekulerede på, hvor i partikelfysikken man kunne anvende Higgs-mekanismen. Nambu og Sakurai mente, ligesom mange andre, at den rette anvendelse var inden for de stærke vekselvirkninger. Sakurai havde allerede i 1960 fremlagt en ambitiøs teori for de stærke vekselvirkninger, som i princippet var en $SU(2) \times U(1) \times U(1)$ gaugeteori for de stærke vekselvirkninger. Teorien led dog af datidens store problem, nemlig en manglende mekanisme til at give gaugebosonerne masse, hvilket Higgs-mekanismen muligvis kunne være løsningen på. Dette havde fysikerne dog ikke øje for, da der i denne periode var en kraftig fokusering på de stærke vekselvirkninger, hvilket i høj grad skyldtes, at S-matrix teorien, som tidligere nævnt, først og fremmest blev anvendt på de stærke vekselvirkninger. Af denne grund mente mange, at Higgs-mekanismen kunne bruges til at forklare, hvorfor de stærke vekselvirkninger *kun* havde en approksimeret $SU(3)$ symmetri - nu havde man jo ikke mere Goldstone-teoremet at bekymre sig om. Denne nye åbning skabte en overgang en livlig aktivitet hos en lille gruppe af partikelfysikere (dem der stadig arbejdede med kvantefeltteori). Trods ihærdige forsøg på at anvende Higgs-mekanismen som forklaring på den

approksimerede $SU(3)$ symmetri i de stærke vekselvirkninger, måtte de dog sande, at dette ikke var muligt. At den gængse opfattelse på dette tidspunkt var, at Higgs-mekanismen skulle bruges til at forklare, hvorfor der eksisterede approksimerede symmetrier, afspejles bl.a. i Higgs' artikel *Spontaneous Symmetry Breakdown without Massless Bosons* fra 1966, hvor man i indledningen kan læse følgende:

The idea that the apparently approximate nature of the internal symmetries of elementary-particle physics is the result of asymmetries in the stable solutions of exactly symmetric dynamical equations, rather than an indication of asymmetry in the equations themselves, is an attractive one.

[Higgs, P. (1966)].

Samlet set var den generelle opfattelse af Higgs-mekanismen i de første år af dens levetid, at den skulle anvendes inden for de stærke vekselvirkninger, og at den skulle bruges til at forklare eksistensen af approksimerede symmetrier. Netop af disse grunde var de første anvendelser af Higgs-mekanismen dømt til at fejle, da vi i dag ved, at den rette anvendelse af Higgs-mekanismen er på en eksakt gaugesymmetri i en teori for de elektromagnetiske og de svage vekselvirkninger. Selv om man dengang, i 1964, retrospektivt set havde kendskab til de to bærende elementer i den elektrosvage teori, dvs. $SU(2) \times U(1)$ gaugestrukturen og Higgs-mekanismen, var det, som det fremgår af ovenstående, langt fra oplagt, hvordan de skulle bruges, og ikke mindst hvor de skulle bruges.

Hvor både Higgs samt Englert og Brouts modeller fra 1964 kun så på Higgs-mekanismen i det, man kalder abelske gauge teorier (f.eks. en $U(1)$ gauge teori), var det først i 1967, at Higgs-mekanismens egenskaber blev undersøgt i de såkaldte ikke-abelske gauge teorier (f.eks. $SU(2)$ og dermed også $SU(2) \times U(1)$). Det var teoretikeren Tom W.B. Kibbles, som i artiklen *Symmetry Breaking in Non-Abelian Gauge Theories*⁵⁰ var den første til at undersøge, hvorledes Higgs-mekanismen optrådte i mere komplicerede gauge strukturer. Da Kibble ligesom Salam var ansat på Imperial College i London, fik Salam hurtigt kendskab til Kibbles teori, og i sin nobeltale nævnte Salam da også, at det var Kibble, som ledte ham ind på Higgs-mekanismens anvendelse i ikke-abelske gauge teorier.

Efter nu at have set på, hvordan det kan lade sig gøre at give vektorbosonerne masse uden at spolere gaugesymmetrien, hvilket tidligere var et af de store problemer ved forsøgene på at konstruere en elektrosvag teori, er vi nu klar til at se på selve den elektrosvage teori.

4.7 Den elektrosvage teori

Som vi tidligere har været inde på, var Glashows teori fra 1961, der beskrev de elektrosvage vekselvirkninger ved en $SU(2) \times U(1)$ gauge struktur, i det store hele

⁵⁰[Kibble, T.W.B. (1966)].

identisk med Salam og Wards elektrosvage teori fra 1964. Da begge teorier mildest talt havde svært ved at forklare, hvordan vektorbosonernes masse opstod, skulle man tro, at Glashow samt Salam og Ward var blandt de første til at undersøge muligheden for, at Higgs-mekanismen anvendt på en $SU(2) \times U(1)$ gaugeteori kunne give vektorbosonerne masse på en mere acceptabel måde end hidtil. Dette var dog ikke tilfældet for Glashow. Ifølge Higgs var Glashow til stede, da han i 1966 holdt et seminar på Harvard, hvor han præsenterede Higgs-mekanismen, og Glashow har altså i 1966 (og sandsynligvis før) været bekendt med Higgs' teori. Desværre indså Glashow ikke, at Higgs-mekanismen kunne være relevant i forbindelse med hans teori fra 1961. Det er naturligvis svært at svare på, hvorfor Glashow ikke dengang kædede sin egen teori sammen med Higgs-mekanismen, men en grund kan være, at Glashow, som før nævnt, mere eller mindre havde opgivet at konstruere en elektrosvag teori og måske derfor slet ikke tænkte i de baner mere - og da slet ikke på en sammenhæng mellem Higgs-mekanismen og en elektrosvag teori. En anden grund, som Glashow selv har nævnt, var, at han i modsætning til Salam ikke så gaugesymmetrien som værende det fundamentale i en elektrosvag teori, men derimod arbejdede ud fra renormaliserbarhed.⁵¹

In pursuit of renormalizability, I had worked diligently but I completely missed the boat. The gauge symmetry is an exact symmetry, but it is hidden. One must not put in mass term by hand.

S.L. Glashow (1979) [Glashow, S.L. (1979), s. 498].

Anderledes var det med Salam. Han blev i 1966, som tidligere nævnt, bekendt med Kibbles ikke-abelske udgave af Higgs-mekanismen og så i denne mekanisme en mulighed for, i modsætning til tidligere, at konstruere en elektrosvag teori, der byggede på en eksakt gaugesymmetri. Dette førte til, at Salam i 1968 ved et nobelsymposium afholdt i Sverige præsenterede sin teori under et indlæg med titlen: *Weak and Electromagnetic interaction*⁵². En teori, der kort fortalt byggede på den tidligere omtalte $SU(2) \times U(1)$ struktur, som blev foreslået af Glashow i 1961 og Salam og Ward i 1964, men hvor masserne før var blevet indsat direkte i Lagrange-funktionen, bestod det nye i, at masserne nu blev genereret af Higgs-mekanismen. Hvor lille kendskabet til Higgs-mekanismen har været selv på dette tidspunkt - fire år efter Higgs' første artikel - understreges af den måde, hvorpå Salam præsenterede Higgs-mekanismen:

A big advance in resolving this difficulty has recently been made but I do not think that many people are aware of it. This is due to Higgs and, following him, Kibble who have shown that,

[Salam, A. (1968), s. 370].

⁵¹Dette betød selvfølgelig ikke, at Salam ikke anså spørgsmålet om renormaliserbarhed som relevant.

⁵²[Salam, A. (1968)].

Men faktisk var det slet ikke Salam, som først offentliggjorde en elektrosvag teori, hvori partiklerne fik masse fra Higgs-mekanismen. Det var derimod Steven Weinberg, som allerede i 1967 publicerede artiklen *A Model of Leptons*⁵³, hvori han redegjorde for en teori, der i princippet var identisk med den teori Salam senere fremlagde.⁵⁴ At Weinberg i sin ph.d.-afhandling fra 1957 havde beskæftiget sig med renormaliseringen af de svage vekselvirkninger og senere havde arbejdet med SSB og Goldstone-teoremet, gjorde, at han havde de rette kvalifikationer til at konstruere en elektrosvag teori. I årene 1965-1967 arbejdede Weinberg på at undersøge, hvordan SSB kunne anvendes i de stærke vekselvirkninger, helt i tråd med at det var på dette felt, udviklingen foregik. Ifølge Weinberg genopdagede han selv Higgs-mekanismen i sit arbejde med SSB i de stærke vekselvirkninger - men han har dog givetvis kendt til Higgs' teori. På et tidspunkt i efteråret 1967 blev Weinberg klar over, at de idéer, han arbejdede med, ikke skulle anvendes inden for de stærke vekselvirkninger, men i stedet for kunne bruges til at konstruere en elektrosvag teori. Kort tid herefter publicerede Weinberg så den nævnte artikel. Som også titlen på Weinbergs artikel viser, beskrev teorien (ligesom Salams teori) kun leptoner. For at få en fornemmelse af hvad den elektrosvage teori indeholder, vil jeg uden at gå i detaljer præsentere de væsentligste elementer i teorien, som den så ud, da Weinberg og Salam offentliggjorde deres artikler i hhv. 1967 og 1968.⁵⁵

Som allerede nævnt, beskrev både Weinberg og Salams teori kun de elektrosvage vekselvirkninger mellem leptonerne, og vi vil i det følgende indskrænke os yderligere ved kun at se på den første generation af leptoner.⁵⁶ Det betyder i praksis at vi antager, at der kun eksisterer elektroner e og elektron-neutrinoer ν_e samt deres antipartikler. Opgaven er altså nu at skabe en teori, der beskriver deres elektromagnetiske og svage vekselvirkninger. Som udgangspunkt optræder der ingen masseled i modellen, disse vil først senere blive introduceret gennem et SSB. Når partiklerne er masseløse kan de beskrives ud fra højre- og venstrehåndede tilstande, hvilket vi tidligere har set var gældende for den masseløse neutrino. Da alt tyder på, at der ikke eksisterer højrehåndede neutrinoer, kan vi altså nøjes med at se på tilstandene e_L , e_R og ν_{eL} samt de tilhørende anti-tilstande $\bar{e}_L$, $\bar{e}_R$ og $\bar{\nu}_{eL}$. Første skridt er nedenstående Lagrange-funktion, som beskriver e_L , e_R og ν_{eL} samt $\bar{e}_L$, $\bar{e}_R$ og $\bar{\nu}_{eL}$ som masseløse frie tilstande:

$$L_0 = \bar{e}_R \gamma^\mu i \partial_\mu e_R + \bar{e}_L \gamma^\mu i \partial_\mu e_L + \bar{\nu}_{eL} \gamma^\mu i \partial_\mu \nu_{eL} \quad (4.7)$$

Da man eksperimentelt observerer, at de svage ladede leptonstrømme forvandler en elektron-neutrino til en elektron og vice versa, dvs. $\nu_{eL} \leftrightarrow e_L$, antyder det at disse to tilstande skal udgøre en *doublet* under en eller anden transformation. Den simpleste måde, dette kan gøres på, er ved at introducere en $SU(2)$ transformation,

⁵³[Weinberg, S. (1967)].

⁵⁴Selv om Weinbergs teori i princippet var tilgængelig, da Salam præsenterede sin teori, er de to bidrag opstået uafhængigt af hinanden.

⁵⁵Nedenstående fremstilling er inspireret af [Mulder, P.J. (1998), kap. 12.4].

⁵⁶Det er ligetil at generalisere teorien til at gælde yderligere lepton-generationer. Herudover kan man med kvark-formalismen let udvide teorien til at gælde hadronernes elektrosvage vekselvirkninger, se f.eks. [Aitchison, I.J.R. & Hey, A.J.G. (1989), kap. 14].

som den vi så indført i Yang-Mills teorien. På samme måde som vi i Yang-Mills teorien antog, at protonen og neutronen udgjorde en *stærk isospin* doublet under de stærke vekselvirkninger, vil vi antage, at ν_{eL} og e_L udgør en *svag isospin* doublet under de svage vekselvirkninger. Da den højrehåndede tilstand af elektronen e_R ikke indgår i de svage vekselvirkninger, må vi konstruere teorien således, at e_R er en *singlet* under $SU(2)$ transformationen. Ved at indføre et svagt isospin I_W , kan vi opnå de ønskede egenskaber ved at tillægge tilstandene følgende værdier:

$$L = \left[\frac{1}{2} (1 - \gamma_5) \right] \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L \quad I_W = \frac{1}{2} \text{ og } I_W^3 = \begin{cases} +\frac{1}{2} \\ -\frac{1}{2} \end{cases} \quad (4.8)$$

$$R = \left[\frac{1}{2} (1 + \gamma_5) \right] e = e_R \quad I_W = 0 \text{ og } I_W^3 = 0 \quad (4.9)$$

Med denne gruppering kan Lagrange-funktion (4.7) skrives på følgende bekvemme måde:

$$L_0 = \bar{L} \gamma^\mu i \partial_\mu L + \bar{R} \gamma^\mu i \partial_\mu R \quad (4.10)$$

Det kan nu let vises, at vi under $SU(2)_W$ transformationen $e^{i\vec{\alpha} \cdot \vec{T}}$ har, at:⁵⁷

$$L \xrightarrow{SU(2)_W} e^{i\vec{\alpha} \cdot \vec{T}/2} L \quad (4.11)$$

$$R \xrightarrow{SU(2)_W} R \quad (4.12)$$

hvilket var det vi ønskede at opnå. Næste skridt er at få indført de elektromagnetiske vekselvirkninger i vores model. Dette gøres ved hjælp af følgende observation: hvis vi tillægger den svage isospin doublet en hyperladningsværdi $Y = -1$ og den svage isospin singlet en hyperladningsværdi $Y = 2$, ses det let, at der gælder relationen:

$$Q = I_W^3 + \frac{Y}{2} \quad (4.13)$$

hvor Q er den elektromagnetiske ladning. Tilstandene i L er altså karakteriseret ved at have hyperladningsværdien $Y = -1$, mens tilstandene i R er karakteriseret ved $Y = -2$. Denne observation betyder, at vi kan lade hyperladningen Y være generator for en $U(1)_Y$ gruppe, der består af en type transformationer, vi tidligere har set på i afsnittet om QED som en gaugeteori.⁵⁸ Under en $U(1)_Y$ transformation har vi altså at:

$$L \xrightarrow{U(1)_Y} e^{-i\beta/2} L \quad (4.14)$$

$$R \xrightarrow{U(1)_Y} e^{-i\beta} R \quad (4.15)$$

⁵⁷ $\vec{T}$ er generatoren for den svage isospin gruppe $SU(2)_W$. Indekset W understreger, at gruppen hidrører fra et svagt (weak) isospin. Ofte ser man i stedet indekset L anvendt, hvilket refererer til, at transformationen kun berører de venstrehåndede tilstande.

⁵⁸Det er faktisk ladningen Q , som er generator for $U(1)$ gruppen i QED.

De ovenstående transformationer kan umiddelbart beskrives ved nedenstående generelle $SU(2)_W \times U(1)_Y$ transformationsoperator:⁵⁹

$$O_{global}^{(I_W, Y)} \equiv e^{i\vec{\alpha} \cdot \vec{T}} \times e^{i\beta Y} = e^{i\vec{\alpha} \cdot \vec{T} + i\beta Y} \quad (4.16)$$

hvor tilstandenes respektive værdier af Y og I_W bestemmer transformationens specifikke udseende. Ved direkte indsættelse ses det, at (4.10) er invariant under den globale $SU(2)_W \times U(1)_Y$ transformation:

$$L \rightarrow O_{global}^{(\frac{1}{2}, -1)} L \quad \text{og} \quad R \rightarrow O_{global}^{(0, -2)} R \quad (4.17)$$

Indtil videre har vi en ret uinteressant teori, idet den kun beskriver frie masseløse partikler. Dette fører os videre til næste skridt i vejen frem mod en elektrosvag teori. Ved at gøre vores teori til en gaugeteori, kan vi på samme måde, som tilfældet var med QED og Yang-Mills teori få en teori, hvor partiklerne vekselvirker gennem gaugebosonerne. Som vi tidligere har set gøres dette ved at gøre transformationen til en gauge transformation og herefter kræve, at den frie Lagrange-funktion (4.10) er invariant under denne:

$$O_{gauge}^{(I_W, Y)} \equiv e^{i\vec{\alpha}(x_\mu) \cdot \vec{T}} \times e^{i\beta(x_\mu) Y} = e^{i\vec{\alpha}(x_\mu) \cdot \vec{T} + i\beta(x_\mu) Y} \quad (4.18)$$

$$L \rightarrow O_{gauge}^{(\frac{1}{2}, -1)} L \quad \text{og} \quad R \rightarrow O_{gauge}^{(0, -2)} R \quad (4.19)$$

For at dette skal kunne lade sig gøre, er det nødvendigt at indføre fire gaugefelter, som vi kalder for $\vec{W}^\mu = (W_1^\mu, W_2^\mu, W_3^\mu)$ og B^μ (hvor W_1^μ og W_2^μ er hhv. negativ og positiv ladet, mens W_3^μ og B^μ er neutrale). Som vi tidligere har set, i det mere simple tilfælde, QED, er formen af vekselvirkningerne fuldstændig bestemt ud fra kravet om, at teorien skal være gaugeinvariant. Disse udregninger kan findes i f.eks. [Aitchison, I.J.R. & Hey, A.J.G. (1989)]. Her vil vi blot nævne, at den gaugeinvariante Lagrange-funktionen L_1 får følgende udseende:

$$L_1 = i\bar{R}\gamma^\mu [\partial_\mu + ig'B_\mu] R + i\bar{L}\gamma^\mu \left[\partial_\mu + \frac{i}{2}g'B_\mu - \frac{i}{2}\vec{\tau} \cdot \vec{W}_\mu \right] L + \\ - \frac{1}{4}\vec{W}_{\mu\nu} \cdot \vec{W}^{\mu\nu} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu} \quad (4.20)$$

En vigtig pointe er, at de to neutrale felter B^μ og W_3^μ ikke svarer til de fysiske neutrale felter, som jo er hhv. fotonfeltet A^μ og det svage felt Z^μ . Det er derimod linearkombinationer af de to felter B^μ og W_3^μ , som giver de fysiske felter. Den specifikke linearkombination, som giver de fysiske felter, er bestemt af en vinkel θ , der lidt misvisende kaldes for Weinberg-vinklen. Egentligt burde den måske hedde Glashow-Weinberg vinklen, da Glashow i sin teori fra 1961 var den første til at anvende denne vinkel.⁶⁰ Vi er nu kommet til et helt afgørende sted i denne teori. I modsætning til

⁵⁹Det er $SU(2)_W$ på R og L , samt $U(1)_Y$ på R og L .

⁶⁰I Weinbergs model var visse relationer mellem gaugebosonernes masse bestemt ud fra θ , dette var af gode grunde ikke tilfældet i Glashows model.

før vi gjorde det til en gaugeteori, har vi nu fået indført vekselvirkninger, men alle partiklerne er stadig masseløse. Det var på dette sted i teorien, at Glashow i 1961 og senere Salam og Ward i 1964 ikke havde andre muligheder end at indsætte masserne direkte i Lagrange-funktionen - masseled, der udover at bryde gaugesymmetrien, også gjorde teorierne håbløst divergente, altså ikke renormaliserbare. Som tidligere nævnt var det Weinberg og Salam, som uafhængigt af hinanden kom med den rigtige løsning på problemet med masserne.

Som allerede antydet, er det ved brug af Higgs-mekanismen, eller mere præcist Kibbles ikke-abelske udgave af denne, at masserne skal indføres. Vi skal altså konstruere et SSB således, at teoriens eksakte gaugesymmetri $SU(2)_W \times U(1)_Y$ bliver skjult (spontant brudt) og efterlader tre af gaugebosonerne massive, mens én forbliver masseløs. Symbolsk kan vi skrive: $SU(2)_W \times U(1)_Y \rightarrow U(1)_Q$, hvilket indikerer at den oprindelige symmetri nedbrydes til den observerede $U(1)_Q$ symmetri i QED. Man introducerer nu et Higgs-felt ϕ , hvorefter det viser sig, at den simpleste form af ϕ , som er i stand til at generere de ønskede masser, er:

$$\phi = \begin{pmatrix} 2^{-1/2}(\phi_2 + i\phi_1) \\ 2^{-1/2}(\phi_4 - i\phi_3) \end{pmatrix} \quad (4.21)$$

Lagrange-funktionen, som giver masse til gaugebosonerne, får følgende udseende:

$$L_2 = \left| \left(\partial_\mu - \frac{i}{2}g\vec{\tau} \cdot \vec{W}_\mu - \frac{i}{2}g'B_\mu \right) \phi \right|^2 - V(\phi) \quad (4.22)$$

Tilsvarende kan Higgs-feltet ϕ generere masse til fermionerne gennem Lagrange-funktionen:

$$L_3 = -G_e [\bar{L}\phi R + \bar{R}\phi^\dagger L] \quad (4.23)$$

Hermed er vi fremme ved den teori, som Weinberg, og senere Salam, publicerede, der udover den gaugeinvariante Lagrange-funktion L_1 altså består af de to masseproducerende Lagrange-funktioner L_2 og L_3 . Vi får altså, at:

$$L_{\text{Weinberg, Salam}} = L_1 + L_2 + L_3 \quad (4.24)$$

For så vidt angår Higgs-feltet ϕ , er det værd at bemærke sig følgende: af de fire masseløse reelle felter ϕ_1, ϕ_2, ϕ_3 og ϕ_4 , hvorved Higgs-feltet ϕ kan beskrives, bliver tre af felterne (efter SSB) ϕ_1, ϕ_2 og ϕ_3 hhv. til den longitudinale del af vektorbosonerne W^+, W^- og Z^0 , som derved bliver massive. Det sidste masseløse skalarfelt ϕ_4 bliver efter SSB til et massivt skalarfelt, hvis partikler kaldes for Higgs-bosoner. Det er klart, at en observation af disse Higgs-bosoner, ville være et yderst stærkt argument for, at netop denne form af Higgs-mekanismen er den måde, hvorpå naturen har valgt at gøre udvalgte partikler massive. Desværre er Higgs-bosonens masse så stor, og dens kobling til andre partikler så lille, at det vil være meget svært at observere Higgs-bosonen.⁶¹ Faktisk så svært, at det først er inden for de sidste år, at der har været et begrundet håb om at observere den - hvis den da eksisterer.

⁶¹Teorien giver ikke nogen konkret bestemmelse af Higgs-bosonens masse, udover at den stor.

Et mere reelt problem ved Weinberg-Salam teorien var, at den kun omhandlede leptoner, hvilket til dels skyldtes, at indførslen af hadroner gav anledning til neutrale strangeness skiftende strømme, som man ikke havde observeret, og dels at kvarkmodellen ikke var alment accepteret. Det altoverskyggende problem ved Weinberg og Salams teori var dog spørgsmålet om, hvorvidt teorien var renormaliserbar. På dette tidspunkt, dvs. i 1967-68, var det alment accepteret af Yang-Mills lignende teorier, hvor vektorbosonerne forblev masseløse, var renormaliserbare. Man vidste også, at ad hoc indsatte masseled gjorde teorierne ikke-renormaliserbare, så spørgsmålet var nu, hvad der skete, når masserne blev indført via Higgs-mekanismen, som tillod, at teorien byggede på en eksakt gaugesymmetri. Både Weinberg og Salam formodede, at teorien var renormaliserbar, i og med at den var gaugeinvariant:

Is this model renormalizable? We usually do not expect non-Abelian gauge theories to be renormalizable if the vector-meson mass is not zero, but our Z_μ and W_μ mesons get their mass from the spontaneous breaking of the symmtry, not from a mass term put in at the beginning.

[Weinberg, S. (1967), s. 1266].

Hvor Salam i artiklerne sammen med Ward ikke i større grad diskuterede spørgsmålet om renormaliserbarhed, fik det en langt mere central placering i Salams præsentation af hans teori i 1968:

I will not say that the problem of renormalization of weak interactions, together with their radiative corrections, has acquired the same importance now as in 1947 it had for electrodynamics in connection with the Lamb shift, but I think it is a pretty serious problem, which must be treated at a fundamental level.

[Salam, A. (1968), s. 367].

Med Weinberg og Salams elektrosvage teori, var der sket et betydeligt fremskridt i forhold til Glashows teori fra 1961, idet at masserne nu fremkom på en langt mere acceptabel måde, som tilmed bibeholdt teoriens gaugeinvarians. Spørgsmålet om teoriens renormaliserbarhed var dog stadig ikke afklaret, hvilket, som vi skal se, havde meget direkte konsekvenser for teoriens popularitet.

4.8 Renormaliserbarhed?

Det kan i dag være svært at forstå, hvorfor Weinberg og Salams elektrosvage teori ikke vakte nogen form for opsigt. Det var trods alt en teori, der samlede de elektromagnetiske og de svage vekselvirkninger i én teori. Men det, at kvantefeltteoriformalismen af mange blev anset som en dødssejler, var ikke med til at fremme interessen

for en sådan teori. Og når man så ydermere ikke kunne vise, at teorien var renormaliserbar, talte det ikke meget, at Weinberg og Salam havde en formodning om, at teorien var renormaliserbar. At interessen for Weinberg-Salam modellen var helt i bund illustreres af antallet af citationer til Weinbergs artikel i årene efter udgivelsen (inklusive Weinbergs egne!):

år	1967	1968	1969	1970	1971	1972	1973
#	0	0	0	1	4	64	162

Af tabellen kan man umiddelbart konkludere to ting: frem til 1971 var Weinbergs artikel nærmest ubemærket, og efter 1971 skete der noget, som fik en voldsom betydning for Weinberg-Salam modellen. Ikke overraskende havde den pludselige interesse for teorien noget at gøre med renormaliserbarhed. I 1971 viste den unge fysiker Gerard 't Hooft i samarbejde med Martinus J. G. Veltman, at teorien var renormaliserbar. Grunden til at interessen først blev rigtig stor i 1972-73 skyldtes, at mange ikke forstod den formalisme 't Hooft havde anvendt i sit bevis, og det spillede sikkert også ind, at man havde svært ved at tro på, at en ung ukendt hollandsk fysiker kunne have vist, at SSB i en Yang-Mills teori ikke ødelægger renormaliseringen af teorien. Først da Benjamin Lee i 1972-73 havde videreudviklet og oversat 't Hoofts bevis til den gængse formalisme, blev det alment accepteret, at Weinberg og Salams elektrosvage teori var renormaliserbar.

I mellemtiden var Weinberg og Salams leptonmodel blevet udvidet til også at omfatte hadroner, hvilket i høj grad skyldtes fremkomsten af den såkaldte GIM (Glashow-Iliopoulos-Maiani)-mekanisme fra 1970, som blev udviklet af de tre nævnte fysikere. Ved at postulere eksistensen af en fjerde kvark (som Glashow døbte *charm*) kunne de løse et af de problemer, der hidtil havde været, når man medtog hadronerne, nemlig at teorien kom til at indeholde neutrale strangeness skiftende strømme, hvilket var i modstrid med de eksperimentelle kendsgerninger. Med disse vigtige teoretiske forbedringer af teorien var det nu op til eksperimentalfysikerne, at bekræfte eller afkræfte Weinberg-Salam modellen. Et stort skridt i retning af en bekræftelse af teorien blev taget i 1973, da der indløb rapporter om, at man havde observeret neutrale leptonstrømme, hvilket var den første eksperimentelle indikation af, at den elektrosvage teori var rigtig, men det var først i 1978, at det endegyldigt blev vist, at den neutrale strøm havde de egenskaber, som var blevet forudsagt i den elektrosvage teori. Dermed var vejen banet for, at Glashow, Weinberg og Salam i 1979 kunne dele nobelprisen i fysik for deres arbejde med at udforme en fysisk teori, der både beskrev elementarpartiklernes elektromagnetiske og svage vekselvirkninger. Man kan sige, at Glashow modtog prisen for at have været med i den første del af udviklingen, Weinberg for at have været med i den sidste del, mens Salam var med hele vejen frem til den elektrosvage teori. Med nobelprisen i 1979 blev der givet en blåstempling af kvantefeltteoriformalismen og gaugeteoriformalismen, som bare ti år tidligere havde været utænkelig. En blåstempling, der ikke kunne have fundet sted, hvis ikke 't Hooft og Veltman havde vist, at gaugeteorier, hvor gaugebosonerne får masse via

Higgs-mekanismen var renormaliserbare, og dermed at den elektrosvage teori var renormaliserbar. For denne bedrift modtog de i 1999 nobelprisen i fysik.

Kapitel 5

Afslutning

Vi har nu set, hvordan formuleringen af gaugeprincippet i slutningen af 1920'erne sammen med den øgede viden om de svage vekselvirkninger i 1950'erne førte til, at man med opdagelsen af Higgs-mekanismen i 1964 var i stand til at skabe den elektrosvage teori i 1967. Sideløbende med disse mere konkrete opdagelser har vi set, at der i fysikken er foregået en diskussion om kvantefeltteoriformalismens berettigelse. Denne diskussion har uden tvivl haft afgørende indflydelse på udviklingen af den elektrosvage teori. Omvendt var den endelige bekræftelse af den elektrosvage teori, om noget, hovedårsagen til at gaugeteori- og kvantefeltteoriformalismen gik fra at være i dyb krise til at være det absolutte omdrejningspunkt i arbejdet med fundamental fysik. Det er naturligvis ikke overraskende, at historien bag kvantefeltteoriformalismen, gaugeteoriformalismen og den elektrosvage teori på mange måder er forbundet. Den elektrosvage teori er netop en gaugeteori, som jo er en særlig slags kvantefeltteori, da Lagrange-funktionen skal være invariant under en gaugesymmetri. Netop derfor har specialet, der skulle omhandle vejen til den elektrosvage teori, i lige så høj grad været en fremstilling af, hvordan gaugeteorier er gået fra at være rene matematiske teorier, som var brugbare i fysikken, til at udgøre fundamentet for de fundamentale teorier i fysikken. Denne omstændighed fremgår også af titlen på specialet: *Vejen til den elektrosvage teori - eller historien om gaugeteoriens indtog i fysikken*.

Hvornår opstod så idéen om en elektrosvag teori? Vi så, at Klein i sin teori fra 1938 påpegede, hvorledes de svage vekselvirkninger kunne indføres på en måde, som placerede dem sammen med de elektromagnetiske vekselvirkninger, så i en vis forstand opstod idéen her - omend på et meget spinkelt grundlag, da kendskabet til kernekræfterne på det tidspunkt var ringe. Som vi har set, blev der ikke fulgt op på Kleins teori, bl.a. på grund af anden verdenskrig, og derfor kom Kleins teori heller ikke til at inspirere andre til at skabe en teori for de fundamentale vekselvirkninger. I slutningen af 1940'erne og op gennem 1950'erne fik man markant øget sin viden indenfor de svage vekselvirkninger, hvilket i første omgang førte til, at det virkede umuligt at beskrive de svage vekselvirkninger ud fra en universel teori. Så på dette tidspunkt var der ikke meget, som tydede på, at man kunne beskrive de elektromagnetiske og de svage vekselvirkninger i én samlet teori. Med opdagelsen af paritetsbrud i 1956 og

den efterfølgende udvikling af den universelle $V - A$ teori, blev det igen mere realistisk at tro på en elektrosvag teori. Så ligesom man sætter begyndelsen på den moderne gaugeteori til at være i 1954, mener jeg, at den *moderne* idé om at forene den elektromagnetiske og den svage vekselvirkning startede med fremkomsten af $V - A$ teorien i 1957. For at komme videre herfra og frem til en elektrosvag teori skulle teoretikerne skabe en teori, som dels kunne redegøre for de paritetsbevarende, elektromagnetiske vekselvirkninger og de paritetsbrydende, svage vekselvirkninger, og dels kunne indeholde langtrækkende kræfter (de elektromagnetiske) og korttrækkende kræfter (de svage vekselvirkninger). Jeg havde, før jeg gik i gang med specialet en forestilling om, at udviklingen af den elektrosvage teori var foregået som en række af succesfulde teoretiske fremskridt i slutningen af 1950'erne og i starten af 1960'erne, der bare skulle sættes sammen til den rigtige teori. Abraham Pais har udtrykt det således.

During a ten-year period, elements of the correct answer would apperar
now here now there, but in those times the pieces would never quite fit,...

[Pais, A. (1986), s. 592].

Hvad der er blevet klart for mig nu, er, at det, som i dag fremstår som en lang række af succesfulde teoretiske fremskridt, ikke dengang blev betragtet som vigtige. Dette hænger i høj grad sammen med, at kvantefeltteoriformalismen var i strid modvind i lige netop den periode, hvor de teoretiske brikker til den elektrosvage teori lå spredt rundt i fysikken. Det var først med beviset for, at den elektrosvage teori var renormaliserbar, at man begyndte at se de teoretiske fremskridt, der fandt sted i starten af 1960'erne, som betydningsfulde. Specielt betød den faldende interesse for kvantefeltteoriformalismen, at flere fysikere havde en tendens til at ignorere resultater opnået inden for netop denne formalisme. Her er Higgs-mekanismen et godt eksempel på et begreb, der havde svært ved at trænge igennem til et fysikersamfund, som var dybt optaget af S-matrix teori og lignende teorier. Så min konklusion må være, at vejen til den elektrosvage teori har været lang og præget af, at den fra slutningen af 1950'erne foregik opad bakke på grund af mistilliden til kvantefeltteoriformalismen. Så er spørgsmålet så, om udviklingen frem mod den elektrosvage teori kunne være sket hurtigere? Dette var et af de spørgsmål, som fra starten interesserede mig meget, men efter at have gennemgået forløbet, virker dette spørgsmål lidt meningsløst. Naturligvis kunne man i bagklogskabens klare lys påpege steder i historien, hvor udviklingen blev forhalet eller direkte sat tilbage, og folk kunne have handlet anderledes, men tiden og de involverede fysikere har også skulle gennemgå en udvikling for at blive klar til nye idéer. Dette tager naturligvis sin tid, og det vil forekomme meningsløst at bruge tid på at overveje et hurtigere men ganske hypotetisk forløb.

Efter at have gennemgået vejen frem til den elektrosvage teori, har jeg efterfølgende forsøgt at finde frem til de opdagelser, idéer eller teoretiske fremskridt, som jeg mener har været helt afgørende i udviklingen af den elektrosvage teori. Med Yukawa (og til dels Pauli) blev der introduceret en hel ny måde at tænke på, ved at indføre

nye partikler til at forklare nye fænomener. Dette aspekt gør Yukawas teori vigtig i forhold til de teorier, som fulgte. Yukawas teori inspirerede, som vi har set, Klein til at konstruere en teori, hvor det var vektorbosoner, der overførte kræfterne, og senere kom Yang-Mills teori. Som vi har set, kom vektorbosonsteorierne (IVB-teorier) til at spille en afgørende rolle i teorierne op til den elektrosvage teori. Opdagelsen af paritetsbrud er vel den eksperimentelle opdagelse, som, retrospektivt set, har haft størst betydning for processen frem mod den elektrosvage teori. Den universelle $V - A$ teori, udvidet til en IVB-teori, og Higgs-mekanismen er blandt de teoretiske fremskridt, som har betydet mest i udviklingen frem mod en elektrosvage teori. Det er i øvrigt bemærkelsesværdigt, at det er et gennemgående træk, at de helt store opdagelser eller teoretiske fremskridt ofte er blevet gjort af flere på samme tid, hvilket i værste fald har ført til, at der er opstået tvivl om fortrinsretten. Det klassiske eksempel her er den universelle $V - A$ teori, som senere resulterede i en bitter strid mellem Sudarshan og det etablerede fysikersamfund. Men også ved opdagelsen af paritetsbrud i de svage vekselvirkninger, samt udviklingen af Yang-Mills teorien, Higgs-mekanismen og selve den elektrosvage teori, var det ikke én, men ofte flere personer, som uafhængigt af hinanden og inden for kort tid, kom frem til de samme resultater.

Da Weyl i 1929 opstillede gaugeprincippet, kunne han umuligt have forudset, hvor central og vigtig en rolle det skulle komme til at spille i fremtidens fysik. I slutningen af 1970'erne var man nået frem til, at gauge-teorier lå bag tre af de fire fundamentale vekselvirkninger: den elektromagnetiske, den svage og den stærke vekselvirkning, hvoraf de to førstnævnte endda var forenet i en elektrosvage teori. Dette skabte naturligvis store forventninger til, at også den sidste vekselvirkning, nemlig tyngdekraften, kunne beskrives ved en gauge-teori. Op til i dag er dette dog ikke lykkedes, hvilket har afstedkommet en udvikling af nye typer teorier, eksempelvis streng-teori. Om denne type teorier skal vise sig at være løsningen, kræver dog en langt større eksperimentel viden om de fundamentale vekselvirkninger, end den vi har i dag. Vi står på mange måder i samme situation, som fysikerne gjorde i slutningen af 1940'erne og 1950'erne, hvor der også var kraftigt brug for mere eksperimentel viden om de svage vekselvirkninger for at komme videre fra Fermis teori. Ligesom opdagelsen af paritetsbrud satte en lavine i gang inden for partikelfysikken, vil vi måske se, at en opdagelse af noget lige så fundamentalt nyt kan bringe fysikken frem mod det mål, som burde være enhver partikelfysikers drøm: at beskrive de fire vekselvirkninger i en forenet teori ud fra få simple principper. Weinberg udtrykte det således, da han i 1979 modtog nobelprisen for sit bidrag til den elektrosvage teori:

Our job in physics is to see things simply, to understand a great many complicated phenomena in a unified way, in terms of a few simple principles.

[Weinberg, S. (1979), s. 543]

Og denne udtalelse er lige så aktuel i dag, som den var, da den blev fremsat for mere end tyve år siden.

Appendiks

.1 Klassificering af partikler og henfald

Partikler, som *oplever* den stærke vekselvirkning, bliver kaldt for **hadroner** (eksempelvis protoner, neutroner og pioner). Partikler, som er *immune* over for den stærke vekselvirkning, bliver kaldt for **leptoner** (eksempelvis elektroner, myoner og neutrinoer). Endvidere bliver partiklerne klassificeret efter deres spin. Partikler med halv-tallige spinværdier hedder **fermioner**, mens partikler med hel-tallige spinværdier kaldes **bosoner**. Hvor alle kendte leptoner er fermioner, er fermioner og bosoner ligeligt repræsenteret blandt hadronerne. Dette giver anledning til en ny klassificering blandt hadronerne. De hadroniske fermioner bliver kaldt for **baryoner** og de hadroniske bosoner bliver kaldt for **mesoner**.

Partikelhenfald kategoriseres alt efter hvilke typer partikler, som indgår i henfaldet. Et henfald som $K_{\pi 2}^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$, hvor der kun indgår hadroner, kaldes for et hadronisk henfald, mens et henfald som $\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$, hvor der kun indgår leptoner, kaldes for leptoniske henfald. β -henfaldet $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$, hvor der både indgår leptoner og hadroner kaldes for semileptoniske henfald.

Litteratur

- [Aitchison, I.J.R. & Hey, A.J.G. (1989)] *Gauge Theories in Particle Physics, second edition*, (IOP Pub. Ltd. 1989).
- [Anderson, H.L. & Lattes, C.M.G. (1957)] *Search for the Electronic Decay of the Positive Pion*, Il Nuovo Cimento **VI**, 1356-1381 (1957).
- [Anderson, H.L. et al. (1959)] *Electron Decay of the Positive Pion*, Phys. Rev. Lett. **2**, 53-56 (1959).
- [Anderson, P.W. (1958)] *Random Phase Approximation in the Theory of Superconductivity*, Phys. Rev. **112**, 1900-1916 (1958).
- [Anderson, P.W. (1963)] *Plasmons, Gauge Invariance, and Mass*, Phys. Rev. **130**, 439-442 (1963).
- [Bardeen, J.B. et al. (1957)] *Microscopic theory of superconductivity*, Phys. Rev. **106**, 162-164 (1957).
- [Bludman, S.A. (1958)] *On the Universal Fermi Interaction*, Il Nuovo Cimento **IX**, 433-445 (1958).
- [Brown, L.M. (1978)] *The idea of the neutrino*, Physics Today, September 1978, p. 23-28.
- [Brown, L.M. (1981)] *Yukawa's Prediction of the Meson*, Centaurus **25**, 71-132, (1981).

- [Brown, L.M. (1986)] *Hideki Yukawa and the meson theory*, Physics Today, December 1986, p. 55-62.
- [Brown, L.M. & Rechenberg, H. (1988)] *Nuclear structure and beta decay (1932-1933)*, American Journal of Physics **56**, 982-988 (1988).
- [Brown, L.M. et al. (ed.) (1989)] *Pions to quarks - Particle physics in the 1950s*, (Cambridge University Press. 1989).
- [Brown, L.M. et al. (1993)] *Renormalization - From Lorentz to Landau (and beyond)*, (Springer-Verlag New York Inc. 1993).
- [Cao, T.Y. (1998)] *Conceptual Developments of 20th Century Field Theories*, (Cambridge University Press. 1998).
- [Cahn, R.N. (1991)] *The Experimental Foundations of Particle Physics*, (Cambridge University Press. 1991).
- [Coleman, S. (1979)] *The 1979 Nobel Prize in Physics*, Science **206**, 1290-1292, (1979).
- [Darrigol, O. (1988)] *The quantum electrodynamical analogy in early nuclear theory or the roots of Yukawa's theory*, Revue d'histoire des science **41**, 225-297, (1988).
- [Dyson, F.J. (1956)] *Obituaries: Prof. Hermann Weyl*, Nature **177**, 457-458 (1956).
- [Dyson, F.J. (1965)] *Old and New Fashions in Field Theory*, Physics Today, June 1965, p. 21-24.
- [Englert, F. & Brout, R. (1964)] *Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons*, Phys. Rev. Lett. **12**, 321-323 (1964).
- [Fazzini, T. et al. (1958)] *Electron Decay of the Pion*, Phys. Rev. Lett. **1**, 247-249 (1958).

- [Fermi, E. (1934)] *Versuch einer Theorie der β -Strahlen. I*, Zeit. f. Physik **88**, 161-177 (1934).
- [Feynman, R.P. & Gell-Mann, M. (1958)] *Theory of the Fermi Interactions*, Phys. Rev. **109**, 193-198 (1958).
- [Fock, V. (1927)] *Über die invariante Form der Wellen- und der Bewegungsgleichungen für einen geladenen Massenpunkt*, Zeit. f. Physik, **39**, 226-232 (1927).
- [Franklin, A. (1986)] *The Neglect of Experiment*, (Cambridge University Press. 1986).
- [Frauenfelder, H. et al. (1957)] *Parity and the Polarization of Electrons from Co^{60}* , Phys. Rev. **106**, 386-387 (1957).
- [Gamow, G. & Teller, E. (1936)] *Selection of rules for the beta-disintegration*, Phys. Rev. **49**, 895-899 (1936).
- [Gell-Mann, M. & Rosenfeld, A.H. (1957)] *Hyperons and Heavy Mesons (Systematics and Decay)*, Annual Review of Nuclear Science **7**, 407-478 (1957).
- [Glashow, S.L. (1958)] *The Renormalizability of Vector Meson Interactions*, Nucl. Phys. **10**, 107-117 (1958).
- [Glashow, S.L. (1961)] *Partial-Symmetries of Weak Interactions*, Nucl. Phys. **22**, 579-588 (1961).
- [Glashow, S.L. (1979)] *Towards a unified theory - threads in a tapestry*, Nobel Lectures in Physics 1971-1980, (World Scientific Pub. Co. 1992), p. 494-503.
- [Goldhaber, M. et al. (1958)] *Helicity of Neutrinos*, Phys. Rev. **109**, 1015-1017 (1958).

- [Goldstone, J. (1961)] *Field Theories with $\ll$ Superconductor $\gg$ Solutions*, Il Nuovo Cimento **XIX**, 154-164 (1961).
- [Goldstone, J. et al. (1962)] *Broken Symmetries*, Phys. Rev. **127**, 965-970 (1962).
- [Greiner, W. & Reinhardt, J. (1996)] *Field Quantization*, (Springer-Verlag Berling Heidelberg 1996).
- [Guralnik, G.S. et al. (1964)] *Global Conservation Laws and Massless Particles*, Phys. Rev. Lett. **13**, 585-587 (1964).
- [Hafner, E.M. & Presswood, S. (1965)] *Strong Inference and Weak Interactions*, Science **149**, 503-510 (1965).
- [Halzen, F. & Martin, A.D. (1984)] *Quarks & Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics*, (John Wiley & Sons Inc. 1984).
- [Heisenberg, W. (1928)] *Zur Theorie des Ferromagnetismus*, Zeit. f. Physik **49**, 619-636 (1928).
- [Hermansfeldt, W. et al. (1957)] *Electron-Neutrino Angular Correlation in the Positron Decay of Argon 35*, Phys. Rev. **107**, 641-643 (1957).
- [Higgs, P. (1964a)] *Broken Symmetries, Massless Particles and Gauge Fields*, Phys. Rev. Lett. **12**, 132-133 (1964).
- [Higgs, P. (1964b)] *Broken Symmetries and the Mass of Gauge Vector Bosons*, Phys. Rev. Lett. **13**, 508-509 (1964).
- [Higgs, P. (1966)] *Spontaneous Symmetry Breakdown without Massless Bosons*, Phys. Rev. **145**, 1156-1163 (1966).

- [Hoddeson, L. et al. (ed.) (1997)] *The Rise of the Standard Model - Particle Physics in the 1960s and 1970s*, (Cambridge University Press. 1997).
- [Hovis, R.C. & Kragh, H. (1991)] *Resource Letter HEPP-1: History of elementary-particle physics*, American Journal of Physics **59**, 779-807 (1991).
- [Jackson, J.D. & Okun, L.B. (2001)] *Historical roots of gauge invariance*, Rev. Mod. Phys. **73**, 663-680 (2001).
- [Kabir, P.K. (ed.) (1963)] *The Development of Weak Interaction Theory*, (Gordon and Breach Science Pub., Inc. 1963).
- [Kemmer, N. (1937)] *Field Theory of Nuclear Interaction*, Phys. Rev. **52**, 906-910 (1937).
- [Kibble, T.W.B. (1966)] *Symmetry Breaking in Non-Abelian Gauge Theories*, Phys. Rev. **155**, 1554-1561 (1967).
- [Klein, O. (1939)] *On the Theory of Charged Fields*, Proc. Conference on New Theories in Physics, (Warsaw: Scientific Collection 1939), p. 77-93.
- [Klein, O. (1948)] *Mesons and Nucleons*, Nature **161**, 897-899 (1948).
- [Koester, D. et al. (1982)] *Theory Selection in Particle Physics: A Quantitative Case Study of the Evolution of Weak-Electromagnetic Unification Theory*, Social Studies of Science **12**, 73-100 (1982).
- [Kragh, H. (1999)] *Quantum Generations: A History of Physics in the Twentieth Century*, (Princeton University Press.1999).

- [Landau, L. (1957)] *On the Conservation Laws for Weak Interactions*, Nucl. Phys. **3**, 127-131 (1957).
- [Lee, T.D. (1957)] *Weak interactions and nonconservation of parity*, Nobel Lectures Physics 1942-1962, (Elsevier Pub. Co. 1964), p. 406-418.
- [Lee, T.D. et al. (1949)] *Interactions of Mesons with Nucleons and Light Particles*, Phys. Rev. **75**, 905-905 (1949).
- [Lee, T.D. & Yang, C.N. (1956a)] *Mass Degeneracy of the Heavy Mesons*, Phys. Rev. **102**, 290-291 (1956).
- [Lee, T.D. & Yang, C.N. (1956b)] *Question of Parity Conservation in Weak Interactions*, Phys. Rev. **104**, 254-258 (1956).
- [Lee, T.D. & Yang, C.N. (1957)] *Parity Nonconservation and a Two-Component Theory of the Neutrino*, Phys. Rev. **105**, 1671-1675 (1957).
- [London, F. (1927)] *Quantenmechanische Deutung der Theorie von Weyl*, Zeit. f. Physik. **42**, 375-389 (1927).
- [Maglich, B. (ed.) (1973)] *Adventures in Experimental Physics γ Volume*, p. 93-162 (1972-1974).
- [Marshak, R.E. (1952)] *Meson Physics*, (McGraw-Hill Book Co. Inc. 1952).
- [Marshak, R.E. (1969)] *Theory of Weak Interactions in Particle Physics*, (John Wiley & Sons Inc. 1969).
- [Marshak, R.E. (1993)] *Conceptual Foundations of Modern Particle Physics*, (World Scientific Pub. Co. Pte. Ltd. 1993).
- [Mehra, J. (1994)] *The beat of a different drum, the life and science of Richard Feynman*, (Clarendon Press Oxford 1994).

- [Mehra, J. & Milton, K.A. (2000)] *Climbing the Mountain, The Scientific Biography of Julian Schwinger*, (Oxford University Press. 2000).
- [Moriyasu, K. (1982)] *The Renaissance of Gauge Theory*, Contemporary Phys. **23**, 553-581 (1982).
- [Moriyasu, K. (1983)] *An Elementary PRIMER For GAUGE THEORY*, (World Scientific Pub. Co. Pte Ltd. 1983).
- [Mosel, U. (1989)] *Fields, Symmetries, and Quarks*, (McGraw-Hill 1989).
- [Mulder, P.J. (1998)] *Quantum Field Theory*, <http://www.ifa.au.dk/subatom/nuctheo/QFT/>.
- [Nambu, Y. & Jona-Lasinio, G. (1961a)] *Dynamical Model of Elementary particles based on an analogy with superconductivity I*, Phys. Rev. **122**, 345-358 (1961).
- [Nambu, Y. & Jona-Lasinio, G. (1961b)] *Dynamical Model of Elementary particles based on an analogy with superconductivity II*, Phys. Rev. **124**, 246-254 (1961).
- [O’Raifeartaigh, L. (1997)] *The Dawning of Gauge Theory*, (Princeton University Press. 1997).
- [O’Raifeartaigh, L. & Straumann, N. (2000)] *Gauge theory: Historical origins and some modern developments*, Rev. Mod. Phys. **72**, 1-23 (2000).
- [Pais, A. (1986)] *Inward Bound*, (Oxford University Press. 1986).
- [Perkins, D.H. (1987)] *Introduction to High Energy Physics, third edition*, (Addison-Wesley Pub. Co. Inc. 1987).
- [Pickering, A. (1984)] *Constructing Quarks*, (The University of Chicago Press. 1984).

- [Puppi, G. (1948)] *Sui mesoni dei raggi cosmici*, Il Nuovo Cimento **V**, 587-588 (1948).
- [Reines, F. & Cowan, C.L. (1959)] *Free Antineutrino Absorption Cross Section. I. Measurement of the Free Antineutrino Absorption Cross Section by Protons*, Phys. Rev. **113**, 273-279 (1959).
- [Ruderman, M. & Finkelstein, R. (1949)] *Note on the Decay of the π -Meson*, Phys. Rev. **76**, 1458-1460, (1949).
- [Rustad, B.M. & Ruby, S.L. (1953)] *Correlation between Electron and Recoil Nucleus in He^6 Decay*, Phys. Rev. **89**, 880-881 (1953).
- [Ryder, L.H. (1996)] *Quantum Field Theory, second edition*, (Cambridge University Press. 1996).
- [Sakurai, J.J. (1958)] *Mass Reversal and Weak Interactions*, Il Nuovo Cimento **VII**, 649-660 (1958).
- [Salam, A. (1957)] *On Parity Conservation and Neutrino Mass*, Il Nuovo Cimento **V**, 299-301 (1957).
- [Salam, A. & Ward, J.C. (1959)] *Weak and Electromagnetic Interactions*, Il Nuovo Cimento **XI**, 568-577 (1959).
- [Salam, A. & Ward, J.C. (1961)] *On a Gauge Theory of Elementary Interactions*, Il Nuovo Cimento **XIX**, 165-170 (1961).
- [Salam, A. & Ward, J.C. (1964)] *Electromagnetic and Weak Interactions*, Phys. Lett. **13**, 168-171 (1964).
- [Salam, A. (1968)] *Weak and electromagnetic interactions*, Nobel Symposium 8, Elementary Particle Theory, Nils Svartholm (ed.), (Almqvist & Wiksell Förlag AB), p. 367-375.

- [Salam, A. (1979)] *Gauge unification of fundamental forces*, Nobel Lectures in Physics 1971-1980, (World Scientific Pub. Co. 1992), p. 513-538.
- [Schrödinger, E. (1922)] *Über eine bemerkenswerte Eigenschaft der Quantenbahnen eines einzelnen Elektrons*, Zeit. f. Physik **12**, 13-23 (1922).
- [Schrödinger, E. (1926)] *Quantisierung als Eigenwertproblem; vierte Mitteilung*, Annalen der Physik **81**, 109-139 (1926).
- [Schweber, S.S. (1994)] *QED AND THE MEN WHO MADE IT: Dyson, Feynman, Schwinger, and Tomonaga*, (Princeton University Press. 1994).
- [Schwinger, J. (1956)] *Dynamical Theory of K Mesons*, Phys. Rev. **104**, 1164-1172 (1956).
- [Schwinger, J. (1957)] *A Theory of the Fundamental Interactions*, Annals of Physics **2**, 407-434 (1957).
- [Schwinger, J. (1962a)] *Gauge Invariance and Mass*, Phys. Rev. **125**, 397-398 (1962).
- [Schwinger, J. (1962b)] *Gauge Invariance and Mass II*, Phys. Rev. **128**, 2425-2429 (1962).
- [Straumann, N. (1996)] *Early History of Gauge Theories and Weak Interactions*, <http://arxiv.org/abs/hep-ph/9609230>.
- [Sudarshan, E.C.G. & Marshak, R.E. (1958)] *Chirality Invariance and the Universal Fermi Interaction*, Phys. Rev. **109**, 1860-1862 (1958).
- [Sudarshan, E.C.G.] *A look-back at four decades of research*, <http://www.keral.com/celebrities/georgesudarshan/georgespeaks.htm>.

- [Tiomno, J. & Wheeler, J. (1949)] *Charge-Exchange Reaction of the μ -meson with the Nucleus*, Rev. Mod. Phys. **21**, 153-165 (1949).
- [Treiman, S.B. (1960)] *Weak Global Symmetry*, Il Nuovo Cimento **XV**, 916-924 (1960).
- [Weinberg, S. (1967)] *A Model of Leptons*, Phys. Rev. Lett. **19**, 1264-1266 (1967).
- [Weinberg, S. (1977)] *The Search for Unity: Notes for a History of Quantum Field Theory*, Daedalus **2**, 17-35 (1977).
- [Weinberg, S. (1979)] *Conceptual foundations of the unified theory of weak and electromagnetic interactions*, Nobel Lectures in Physics 1971-1980, (World Scientific Pub. Co. 1992), p. 543-559.
- [Weisskopf, F.V. (1981)] *The development of field theory in the last 50 years*, Physics Today, November 1981, p. 69-85.
- [Weyl, H. (1918)] *Gravitation und Elektrizität*, Sitzungsber. Preuss Akad. Berlin, 465-480, (1918).
- [Weyl, H. (1929)] *Elektron und Gravitation*, Zeit. f. Physik **56**, 330-352 (1929).
- [Weyl, H. (1952)] *Symmetry*, (Princeton University Press. 1952).
- [White, D.H. & Sullivan, D. (1979)] *Social currents in weak interactions*, Physics Today, April 1979, p 40-47.
- [Wilson, F.L. (1968)] *Fermi's Theory of Beta Decay*, American Journal of Physics **36**, 1150-1160 (1968).
- [Wu, C.S. et al. (1957)] *Experimental test of parity conservation in beta decay*, Phys. Rev. **105**, 1413-1415 (1957).

- [Yang, C.N. (1957)] *The law of parity conservation and other symmetry laws of physics*, Nobel Lectures Physics 1942-1962, (Elsevier Pub. Co. 1964), p. 393-403.
- [Yang, C.N. & Mills, R.L. (1954a)] Isotopic Spin Conservation and a Generalized Gauge Invariance, Phys. Rev. 95, 631 (1954).
- [Yang, C.N. & Mills, R.L. (1954b)] *Conservation of Isotopic Spin and Isotopic Gauge Invariance*, Phys. Rev. **96**, 191-195 (1954).
- [Yukawa, H. (1935)] *On the Interaction of Elementary Particles. I*, Proc. Phys-Math. Soc. Japan **17**, (1935), p. 48-57.
- [Yukawa, H. (1949)] *Meson theory in its developments*, Nobel Lectures Physics 1942-1962, (Elsevier Pub. Co. 1964), p. 128-134.